内部
交流講

适航性译丛

第一輯

适航性譯丛編譯組

1964年12月

船舶工程文献 —★— 图书馆

前　言

船舶适航性是船舶动力学中最年轻的学科之一，其研究工作虽自上世纪末即已开始，但直至本世纪五十年代始有较大发展，由于近年来計算技术、理論研究以及实驗手段等諸方面均有較大提高，因而本学科的进展亦极为显著。

設計人員在船舶設計中不仅已对适航性的要求予以注意，并在实踐中亦已开始初步运用有关理論知識及实际資料，以介决适航性問題。本譯丛即为滿足一般船舶設計人員熟悉有关适航性方面之資料、文献而編譯出版者。

本譯丛共刊譯文計十五篇，举凡有关适航性方面之总述、数学处理方法、船型的影响、阻尼力、附加质量、衰減系数的确定以及模型試驗等各方面均已包括。所选譯文均为 1950 年以后者。由于篇幅所限及編譯力量不足，对适航性方面的有些代表作，諸如 Kent 的“耐航性船舶的設計”，Denis 与 Pierson 的“論船舶在不規則波中的运动”等文只能暫付闕如。

在編譯本譯丛的工作中，鄒明川同志参加了編輯与組織工作，刘楚学、季錫琪等同志或承担了翻譯、或負責了审校工作，值此譯丛出版之际，一併誌謝。

由于編譯水平所限，无論选題、編譯、审校等各方面謬誤之处恐难避免，敬請讀者随时指出批評。

适航性譯丛編譯組

目　　录

前言……（ i ）

1．論船在海浪中的运动……〔美〕G. 推勃賢姆，M. St. 丹尼斯…〔 1 〕

2．船在波浪中的运动及航速……〔美〕M. St. 丹尼斯……〔 69 〕

3．論海浪波高的統計分布……〔英〕M. S. 朗桂—赫琴斯……〔112〕

4．平稳随机过程的基本概念及其在不規則波上摇摆計算的应用……〔苏〕B. A. 摩連希尔特……〔121〕

5．随机函数极大值的統計分布……〔英〕D. E. 卡脫萊特 M. S. 朗桂—赫琴斯……〔135〕

6．波浪中的推进性能……〔日〕谷口　中……〔145〕

7．关于艦龙骨的研究……〔日〕田中紀男　菱田敏男　北村　浩〔160〕

8．关于船舶升沉和纵摇的阻尼力及附加质量…〔日〕田才福造……〔172〕

9．船舶升沉和纵摇的附加质量及阻尼力(續)…〔日〕田才福造……〔180〕

10．巡邏艇的横摇衰减系数……〔日〕岩田秀一……〔200〕

11．漁船适航性(一)……〔西德〕W. 默克尔……〔206〕

12．漁船适航性(二)……〔西德〕W. 默克尔……〔221〕

13．干舷与外飄对浸濺性的影响……〔英〕R. N. 牛頓……〔239〕

14．系列60船模在波浪上的試驗……〔荷〕G. 沃塞斯　W. A. 史瑣　H. 里依根……〔258〕

15．“Victory”号船模适航性試驗……〔荷〕G. 沃塞斯　W. A. 史瑣……〔305〕

論船在海浪中的运动

〔美〕G. 維勃罗姆　M. St. 丹尼斯

引　　言

决定船舶在海浪中航行的运动要涉及到两大問題，第一是找出表示海浪的簡单解析式；第二是船舶在风浪中如何反应。

因此，可以理解，尽管已做了許多研究工作，船舶在海浪中的运动問題仍未获得全部解决。这与船之阻力推进形成了显明的对照，后者能以一些簡便的系数为基础来比較其相互間的特性。在本文中，作者根据目前的学术状态，将对这一課題及应当如何进行研究的問題提出自己的意見，以便为这一課題提供一些基本知識。

迄今，船舶适航性应包括些什么，尚不明确。为避免海損，安全性显然是船舶适航性的必要条件，但一艘船不仅应当在其可能遇到的任何險恶海况时有生存的能力，而且船舶本身还应有良好的操纵性能。

这些附加的条件已由麦克唐納特(Macdonald)和泰尔弗(Telfer)命名为适航性。他們认为船舶对于风浪的适应能力应当是：其运动的振幅和状态不会造成危險，而其加速度应尽量小。正如作者所說，一艘船即使很安全，也可能由于适航性不好而使其結构或主机遭受危險，或者可能使船上人員受到伤害。

目前造船学中的主要課題是提高航速，由于新的动力机械正在发展，在这方面可望取得巨大的进展，因此高速船对波浪的反应已成为一个重要的課題。可以設想，能够达到的航速上限，已經不再由装备在船上的功率所决定，而几乎完全由船舶在洶濤中所經受的加速度来决定。因而减摇将成为排水量船的紧迫問題，此外还可能需要发展新型的船舶。

然而，即使在目前，对于船舶在海浪中的航行性能仍了解不多。为設計之目的，造船师应当能估算船在洶濤中可能受到的动力以及船舶的运动。直到現在，由于試驗資料仍然很少，而理論研究还未达到能提供可靠設計准則的程度，因此探索这問題的途徑主要是依賴于实船观測的經驗办法。

在本文中要討論的問題是：若将船視作一剛体，則当在海浪中以任意航向前进时，如何按船形决定其运动。

要系統地探索这一問題应包括三个步驟：

(a) 确定波浪本身的运动及其对船舶的作用力；

(b) 研究船舶在靜水中运动的固有性能；

(c) 研究船舶在波浪中的性态。

这一問題可用下列四种办法来解决：

(a) 分析法——以理論为基础；

(b) 試驗法——設法控制船模与波浪；

(c) 經驗法——通过海上的統計观测;

(d) 直接法——象首先在商船"旧金山"号上作过尝試的那样。

本文中所研究的方法以分析为主,但遇有現存資料可供利用时,亦参閱試驗池和經驗法的成果。同时假設, G. 孟宁(G. Manuing)在其所著的"造船原理"第二册中对这一問題业已作过的处理已为大家所了解。

用分析法处理时,必須將該問題簡化到最基本的形式。当然这种簡化会产生一些高阶誤差,但这些誤差作为估算而不是作为精确的数学处理是可容許的。該簡化法的关鍵在于假設波浪由周期循环的正弦波构成。致于規則波的假設是否接近于海面的自然状况則是經常討論的基本問題,但可以断言,倘若所比較的波浪,其最大尺度相同,則与流体动力一致的任意不規則波相比、規則波代表了最不利的情况。

显然船舶搖摆是有安全限的,超过此限度就有危險,根据种种考虑确定了如下几个限制:

(a) 保持稳度要求的傾角,超过此角船将傾复或沉沒;

(b) 会使貨物发生移动的傾角;

(c) 容許的海水浸濺情况;

(d) 所能容許的最大加速度。

在本文此后的工作中必須接受这些限制。

虽然在运动摆幅較大时,綫性規律是不适用的,但闡述于本文中的大部分理論,仍假設运动可綫性迭加的,只是將横搖认为是非綫性的。必須提到,本文將不討論耦合运动。

研究船舶在海浪中的运动就是要弄清以海况、船形参数、船速和航向为函数的諸位移量(在空間的絕对值及对海面和甲板水平面的相对值)。当船舶諸位移量与时間的关系为已知时,至少在理論上可以确定其相对于海浪之位置,并由此求出其速度和加速度。

船的运动可以用其重心在三个固定于空間的軸上的位移以及重心对三个固定在船上的但与上述三軸相平行的坐标軸的轉动来确定(图1)。因此,船就成为有六个自由度的动力系統。

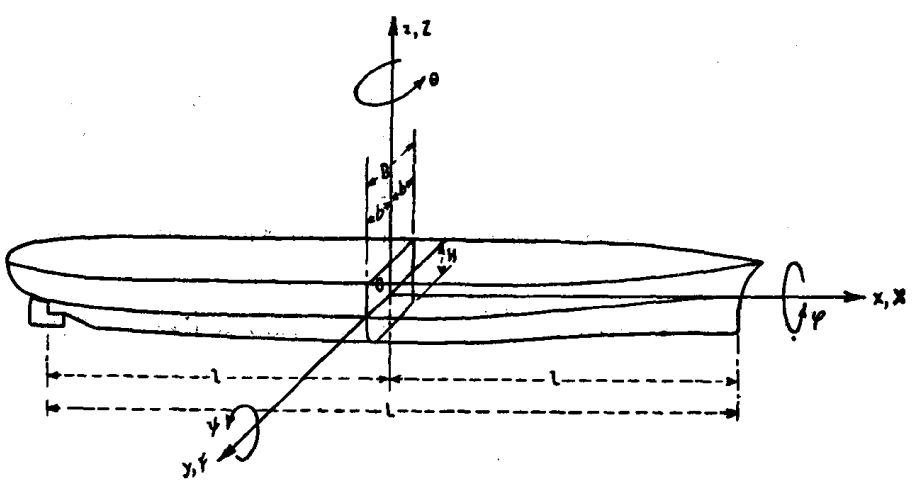


图1 与固定坐标軸重合的船舶主向軸

O——坐标原点,与重心重合(舯剖面)。

x, y, z——船舶重心沿固定坐标軸的直綫位移。

φ, ψ, θ——通过重心的三个主向軸的角位移。

s——綫位移或角位移的統称。

X, Y, Z——相对于船舶主向軸的坐标系。

S——船舶主向軸坐标系的統称

X_s, Y_s, Z_s——船壳表面的坐标。

$\xi=\frac{x}{l}=\frac{2x}{L}$ 无量綱长度坐标。 $\eta=\frac{Y}{b}=\frac{2Y}{B}$ 无量綱寬度坐标。 $\zeta=\frac{Z}{H}$ 无量綱吃水坐标。

此为试读,需要完整PDF请访问: www.ertongbook.com

沿着纵軸(x)，横軸(y)，和立軸(z)的綫位移振蕩称为纵向振蕩运动，横向振蕩运动和升沉运动。

相对船舶三个主向軸的角振蕩称为横搖，纵搖和搖艏。

当船舶受扰动而离开其平衡位置时，就产生运动，通常該系統的运动方程系根据作用力或作用力矩而列出。根据动力平衡，扰动力将被慣性力、阻尼力和系統的恢复力所平衡。对于产生的运动在求出其特解之前，可以写出各种力和运动的表示式。在討論这些力之前，作者想先簡短地提两点意見——第一是运动綫性方程解的形式，第二是确定船体几何形状的表示式。

运 动 方 程

除横搖外、其余运动均根据二阶常系数綫性微分方程来討論。

$$\frac{d^2s}{dt^2}+2h\frac{ds}{dt}+\nu^2 s=f_1\cos\omega t+f_2\sin\omega t \tag{1}$$

其特定的形式为

$$\frac{d^2s}{dt^2}+2h\frac{d}{dt}(s-r_m\cos\omega t)=f\cos\omega t \tag{2}$$

其中 $r_m=f/\nu^2$。

齐次微分方程(3)的解是余弦函数，它决定了系統在无扰动力下(即在靜水中的运动)的自由振蕩

$$\frac{d^2s}{dt^2}+2h\frac{ds}{dt}+\nu^2 s=0 \tag{3}$$

式中 $2h$ 是阻尼系数，而 ν 为无阻尼运动的圓頻率。

在我們所討論的情况下，$h^2<\nu^2$，則可得到

$$S=S_m e^{-ht}\cos(\nu_1+-\varepsilon) \tag{4}$$

式中 ν_1 是阻尼运动的圓頻率，等于 $\sqrt{\nu^2-h^2}$，而振蕩周期为

$$T_1=\frac{2\pi}{\nu_1}=\frac{2\pi}{\sqrt{\nu^2-h^2}} \tag{5}$$

当阻尼較小时，則其頻率接近于 $T=\frac{2\pi}{\nu}$ 的无阻尼运动的頻率，也就是阻尼不影响周期。hT_1 是对数递减的，其含义为振幅在每一周期之后其比值减低了 e^{-hT_1}。試驗法就是根据这一关系来决定阻尼系数。

$2h/\nu$ 用无量綱阻尼系数 k 来表示。它和对数递减的关系(对全周期的关系)为

$$hT_1=\ln\left(\frac{St_0}{St_0+T_i}\right)=\frac{2\pi h}{\nu_1}\cong\pi k \tag{6}$$

因为

$$\nu_1=\nu\sqrt{1-\frac{k^2}{4}}$$

故 k 值較小时，$\nu_1\cong\nu$

在波浪中的强迫振蕩是方程(1)的特解。其形式为

$$s=\frac{\sqrt{f_1^2+f_2^2}}{\sqrt{(\nu^2-\omega^2)^2+(2h\omega)^2}}\cos(\omega t-\varepsilon_1-\varepsilon_2) \tag{7}$$

其中

$$\varepsilon_1=\operatorname{arctg}\frac{2h\omega}{(\nu^2-\omega^2)}=\operatorname{arctg}\frac{\Lambda k}{1-\Lambda^2} \tag{7a}$$

$$\varepsilon_2 = \operatorname{arctg} \frac{f_2}{f_1} \tag{7b}$$

振幅

$$s_m = \frac{\sqrt{f_1^2+f_2^2}}{\sqrt{(\nu^2-\omega^2)^2+(2h\omega)^2}} \tag{8}$$

可以写成

$$\frac{\sqrt{f_1^2+f_2^2}}{\nu^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(1-\Lambda^2)^2+\Lambda^2 k^2}} = \frac{\sqrt{f_1^2+f_2^2}}{\nu^2} \cdot \mu = \frac{f}{\nu^2} \cdot \mu \tag{9}$$

式中第一项表示在外力作用下的静位移，第二项为放大因数。

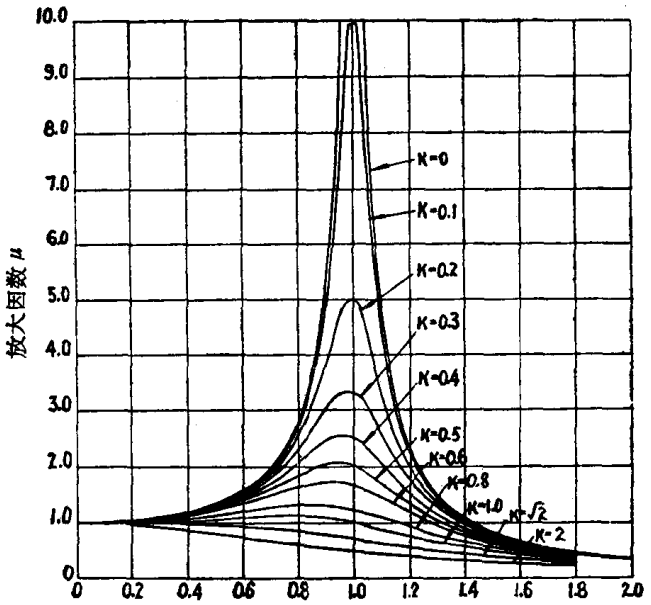


图 2 放大因数

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{(1-\Lambda^2)^2-\Lambda^2 k^2}}$$

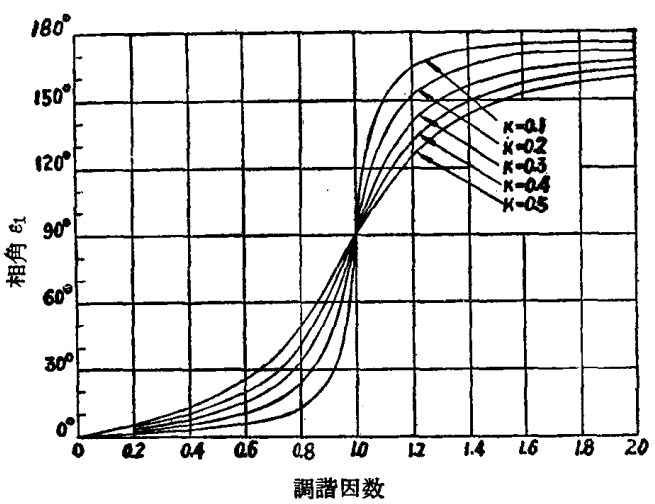


图 3

相角 $\varepsilon_1 = \operatorname{arctg} \frac{k\Lambda}{1-\Lambda^2}$

在 $T=\tau$ 或 $\Lambda=T/\tau=1$ 时为共振情况，放大因数为 $\frac{1}{k}$；在 $k\geqslant 2$ 时成为非周期（非振荡的）的自由运动；$k=\sqrt{2}$ 则表示一根在 $\Lambda=0$ 时取最大值的共振曲线。

在图 2 和图 3 中，为一定范围内的 Λ 和 k 所对应放大因数 μ 和相角 ε_1。

当 $f_2=0$ 时，为一种特殊情况；这相当于系统只有一个扰动力时的絕对运动。此时，能得出簡单的解式

$$s=\frac{f}{\nu^2}\cdot\mu\cos(\omega t-\varepsilon_1) \tag{10}$$

式中 ε_1 由式(7a)决定，在上式中 f/ν^2 项具有完全确定的意义，在綫振荡时代表有效波高，在角振荡时代表有效波倾角。

方程(2)在特殊情况下，即阻尼相对于运动遵循一定的規律时，則运动的解为

$$s=\sqrt{1+k^2\Lambda^2}\left(\frac{f}{\nu^2}\right)\mu\cos(\omega t-\varepsilon_1-\varepsilon_2) \tag{11}$$

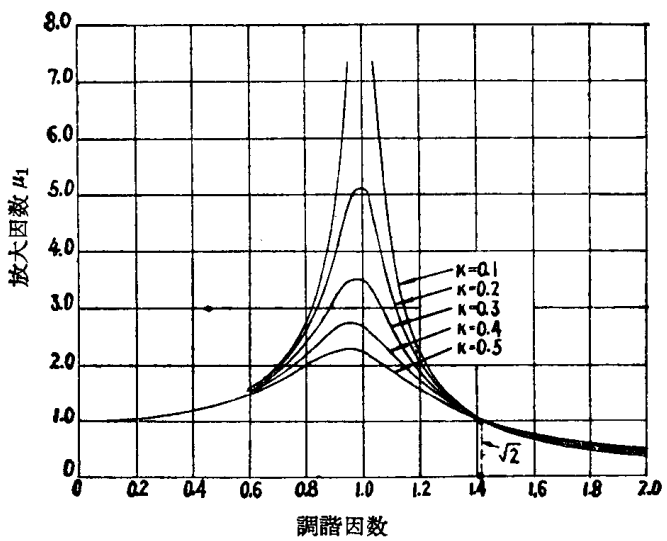


图 4　放大因数 Λ

$$\mu_1=\frac{\sqrt{1+k^2\Lambda^2}}{\sqrt{(1-\Lambda^2)^2+k^2\Lambda^2}}$$

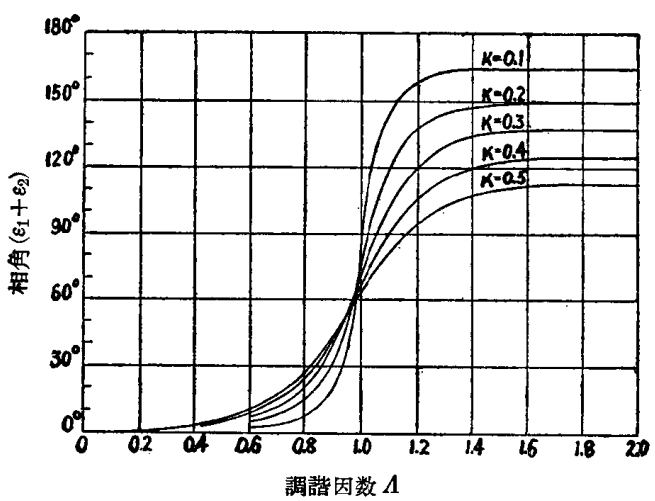


图 5　相角 $\varepsilon_1+\varepsilon_2=\mathrm{arctg}\,\frac{K\Lambda}{1-\Lambda^2}-\mathrm{arctg}\,K\Lambda$

也可写成

$$s=\frac{f}{\nu^2}\cdot\mu_1\cos(\omega t-\varepsilon_1-\varepsilon_2) \tag{12}$$

其中 ε_1 由(7a)决定,而

$$\mu_1=\mu\sqrt{1+k^2\Lambda^2} \tag{12a}$$

$$\varepsilon_2=\operatorname{arctg}(-k\Lambda) \tag{12b}$$

f/ν^2 为上节中提到的有效波高或有效波倾角。图 4 和图 5 为方程(12), (12a)和(12b)的放大因数 μ_1 和相角 $\varepsilon_1+\varepsilon_2$

对船形的一点說明

至少就我們的目的而言,水上和水下部分的船形是可以用下述近似式的,

$$\eta=W(\xi)\cdot S(\zeta)\left[1+\frac{P(\xi)\zeta}{W(\xi)}\right] \tag{13}$$

ξ、η 和 ζ 均为无量綱坐标,且表示为(見图 1):

$$\xi=\frac{x_s}{l}=\frac{2X_s}{L}\qquad \eta=\frac{Y_s}{b}=\frac{2Y_s}{B}\qquad \zeta=-\frac{Z_s}{H} \tag{14}$$

$\eta=W(\xi)$ 是設計水綫的方程:

$$W(\xi)=\eta|_{\zeta=0}$$

$\eta=S(\zeta)$ 是舯剖面的方程:

$$S(\zeta)=\eta|_{\zeta=0}$$

$\eta=P(\xi)$称为* "瘦肥"函数,当舯断面为直壁者,它和設計水綫上部外飄的方程一致。

$$P(\xi)=\frac{\partial\eta}{\partial\zeta}\bigg|_{\zeta=0}$$

W, S 和 P 最好用多項式表示,多項式中包含着希望給与船形的各种限止条件。将 m_i、η_i、q_i 項求积后得:

$$W(\xi)=\eta|_{\zeta=0}=1-a_{m_1}\xi^{m_1}-a_{m_2}\xi^{m_2}-a_{m_3}\xi^{m_3}-\cdots$$

$$=1-\sum_m a_m\xi^m \tag{15}$$

同样

$$S(\zeta)=\eta|_{\zeta=0}=1-\sum_n c_n\zeta^n \tag{16}$$

$$P(\xi)=\frac{\partial\eta}{\partial\zeta}\bigg|_{\zeta=0}=\sum_q b_q\xi^q \tag{17}$$

这些方程式同时适用于前后体。通常,在本文所述及的范圍內可以假定船体对称于舯剖面。

在本文所涉及之基本原理的有效范圍內,不对称实际上仅对耦合运动是重要的,而这不是本文所討論的問題。到現在还沒有一种較先进的方法来处理不对称的影响。

将所討論船舶的尺度代入(14)式,就可得出船体表面的眞实坐标(X_s, Y_s, Z_s)。

用这样的表达式来定义船形,在求算扰动力和体积力时所产生的求积体积的問題就可归結为求解多項式或多項式与三角函数乘积的簡单积分,关于这点将在下一节中談到。

对諸作用力的綜述

目前复原力和扰动力的計算以所謂弗劳特——克雷洛夫假設为基础,其主要之点为:

* 原文是 "fining" fumction, 它表示剖面的外飄程度——譯者注

(a) 与流体静力相比,流体动力的影响可以不計。

(b) 船在波浪中航行时,波浪原有的压力分布不因船舶的存在而改变。

在过去卄年中，对于估計由于流体动力引起的作用力已經作了不少努力，就与摇摆有关的慣性力和阻尼力以及决定船舶操纵和航向稳定性的其他諸力来說均已作过研究，同时空气动力学的研究对这方面的发展也起了不少作用。但造船与航空是极不相同的，前者主要是应用自由表面的流体动力学問題。对流体动力有些研究的是哈維洛克 (Havelock) 和哈斯金 (Haskind)，此外还应該提到克雷特納(Kreitner)的論文[37]，这篇論文对流体力学理論的发展有一定的影响。

慣　性　力

当船舶在靜水中运动时,因加速运动的慣性力为:

$$F_s=\rho V\frac{d^2s}{dt^2}+m_s\frac{d^2s}{dt^2} \tag{18}$$

$$M_s=I_s\frac{d^2s}{dt^2}+I_{ss}\frac{d^2s}{dt^2} \tag{19}$$

第一項是船舶本身的慣性力，第二項是周圍水影响的总和。所謂 m_s 和 I_{ss} 是附連水质量和附連水慣性矩。当然此时假設流体是理想的,但大家知道,粘性对求出的数值影响不大。

W. 弗劳特首先引进了增加船舶质量的概念，根据他的估算，这能使横摇周期增长0～20%。虽然萊姆勃(Lamb)著文[41]介紹过水质量及水慣性矩計算的理論根据，但是經过了半世紀直到路易斯 (Lewis) 和 L. 泰勒(Lockwood Taylor)提出見解之后才应用到造船中。近来有一些尚不完整的資料，可用来計算运动于无限流場中的物体的表观质量和慣性矩。对船舶来說,无法应用严格的数学解法,但就实际需要来說足够精确的近似解法在一定条件下是可以运用的。其計算步驟是利用以二元流动及椭球的解为基础的切片法，然后对計算結果进行自由液面影响的修正。

无　限　流　場

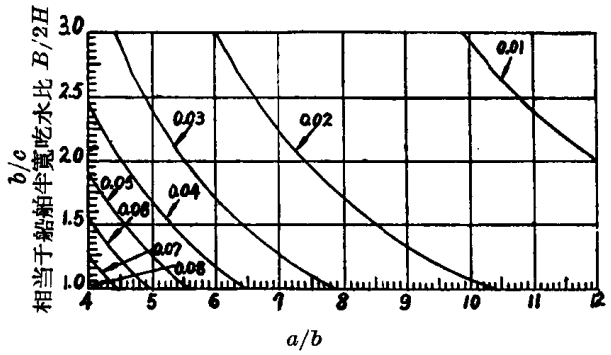
普通椭球体　由于椭球体是最普通的物体，其附連水的质量和慣性矩均已作过推算[53][80]，故本文从椭球体开始討論。为簡便起見，用所謂无"量綱慣性系数"表示。对綫振蕩来說，附連质量比之为椭球体的排水质量;对角振蕩而言，对迴轉軸的附連慣性矩比之为椭球体相应排水量的慣性矩。因此,对于半軸为 a, b, c 的普通椭球体的"綫"和"角"慣性系数分别为:

$$k_x,\ k_y,\ k_z=\frac{m_x,\ m_y,\ m_z}{\frac{4}{3}\pi\rho abc} \tag{20}$$

$$k_{xx}=\frac{I_{xx}}{\frac{4}{15}\pi\rho abc(b^2+c^2)} \tag{21}$$

$$k_{yy}=\frac{I_{yy}}{\frac{4}{15}\pi\rho abc(a^2+c^2)} \tag{22}$$

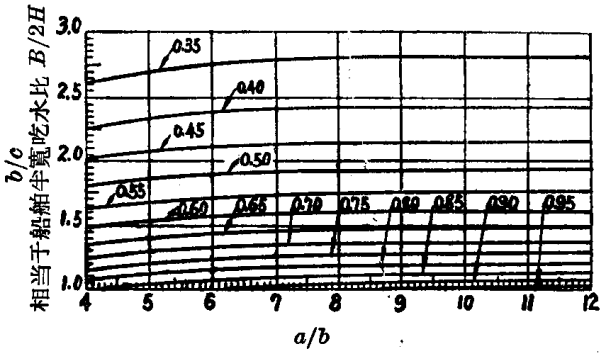
$$k_{zz}=\frac{I_{zz}}{\frac{4}{15}\pi\rho abc(a^2+b^2)} \tag{23}$$



相当于船舶长寬比 L/B

极限情况 当 $a/b\to\infty$ $K_x\to 0$

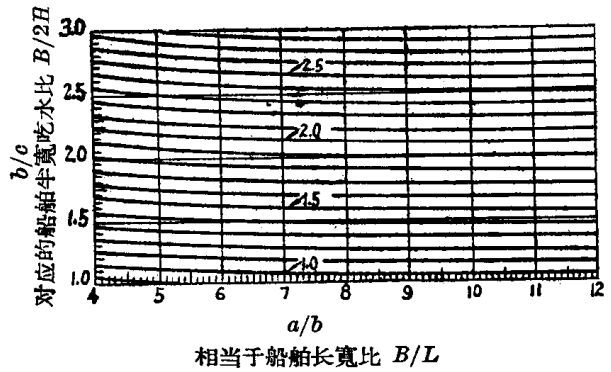
图 6 K_x——椭球体沿纵軸的綫慣性系数



相当于船舶长寬比

极限情况 当 $a/b\to\infty$ $K_y\to c/b$

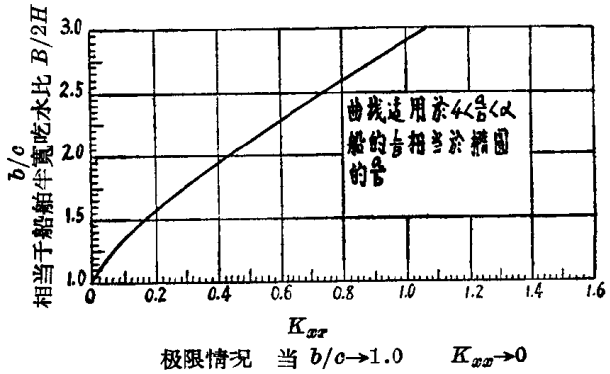
图 7 K_y——椭球体沿横軸的綫慣性系数



相当于船舶长寬比 B/L

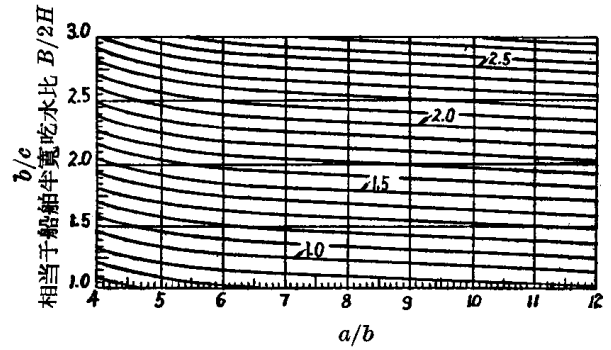
极限情况 当 $a/b\to\infty$ $K_z\to b/c$

图 8 K_z——椭球体沿立軸的綫慣性系数



极限情况 当 $b/c\to 1.0$ $K_{xx}\to 0$

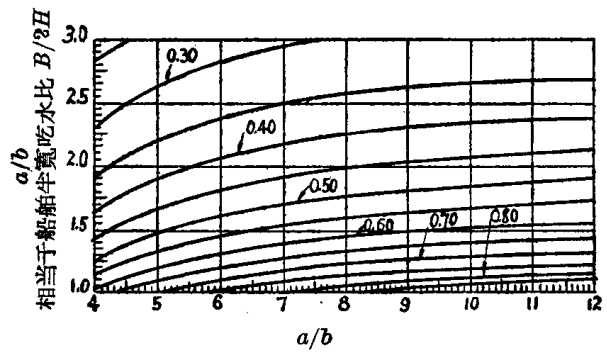
图 9 椭球体繞纵軸的迴轉慣性系数



相当于船舶长寬比 L/B

极限情况 $b/c\to\infty$ $K_{yy}\to b/c$

图 10 K_{yy}——椭球体繞横軸的迴轉慣性系数



相当于船舶长寬比 L/B

极限情况在 $a/b\to\infty$ 时 $K_{zz}\to c/b$

图 11 K_{zz}——椭球体繞立軸的迴轉慣性系数

这些系数繪制于图 6 到 11 中，它們純粹表示几何特性。

船形 实际上，推算船形慣性系数时，其步驟是：根据二元流动的假設求出沿长度方向上各断面的附連水质量。依路易斯的意見，該結果可表示为截面慣性系数，卽单位长度的附連水质量与等寬的半圓柱体附連水质量之比。

$$m_s=C_s'\frac{\pi\rho B^2}{8} \tag{24}$$

該截面慣性系数主要依賴于：

(a) 截面面积系数 $\beta(x)$；

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

(b) 截面的展弦比(即 B/H——譯者注)。

对于凹形截面或部分凹形的截面,則 $\beta(x)$ 参照无凹形的截面。布罗哈斯卡(Prohaska)引伸了路易斯的研究,繪成了图 12,該图說明了截面形状和截面慣性系数間的关系,但該图仅曾适用于垂向运动。

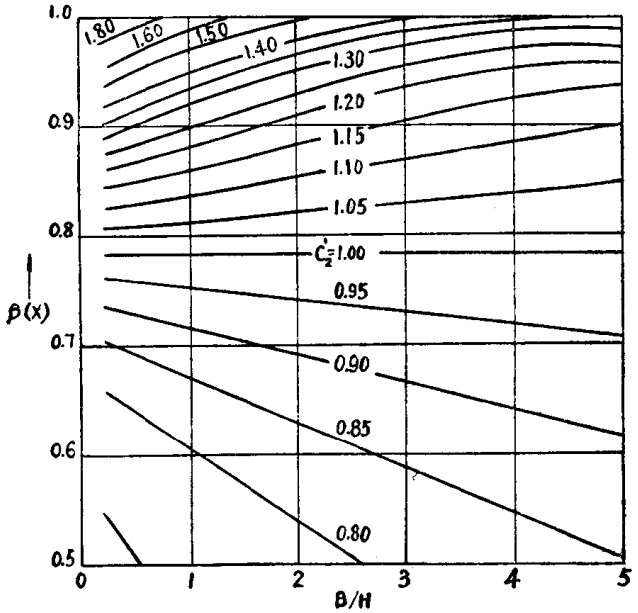


图 12 布罗哈斯卡提出的以 B/H 和断面系数 $\beta(x)$ 为函数的断面慣性系数 C'_z

将截面系数积分,就延拓到三元流动的情况。布罗哈斯卡根据对几艘船的估算証明,就垂向运动而言,形状系数可用經驗公式表示为:

$$C'_4=\frac{C'_4}{2}\frac{B}{H}C'_0\delta(2.32-1.40\beta_0) \tag{25}$$

其中注脚"0"是指舯断面,C'_4 由椭球体导出,它是考虑由于物体长度有限所引起的慣性系数的减少。

自由表面的影响

垂向运动(升沉,纵摇和横摇) 对垂向运动来說,我們假設在无限介质中求出的船舶慣性系数用在自由表面时仍然不变,此种假設等于忽略了重力的影响。目前极少的一些实驗証明,如此求得之理論值在常用的頻率范圍內是可以应用的,它們略大于实測的結果。

实际情况下,若考虑了重力之后,由于慣性系数将依賴于振蕩頻率和进速,于是問題就变得十分复杂。关于該問題的复杂性,本文第一位作者在討論斯屈朗哈根 (Stranhagen)、欣海(Schoenherr)和卡巴叶雪(Kobayashi) 等所著之論文时〔見 S. N. A. M. E. Vol. 58, p. 32, "The Stablity on Course of Towed Ships"——譯者注〕已經談到,这里我們仅提一下某些可以用作近似值的結論。

迄今,业已确定,該系数在低頻时将变得很大(为簡便計,用一頻率参数 $\omega\sqrt{\frac{B}{g}}$ 来表示),其关系表示于图 13。在最早的一些試驗中并未发現这些曲綫的峰值,因为使用的頻率太高,然而該峰值已經得到証实[70]。可以想象,这种特性对船舶在波浪中升沉的影响是不大的,因为船的自然頻率总是大于峰值的始点。

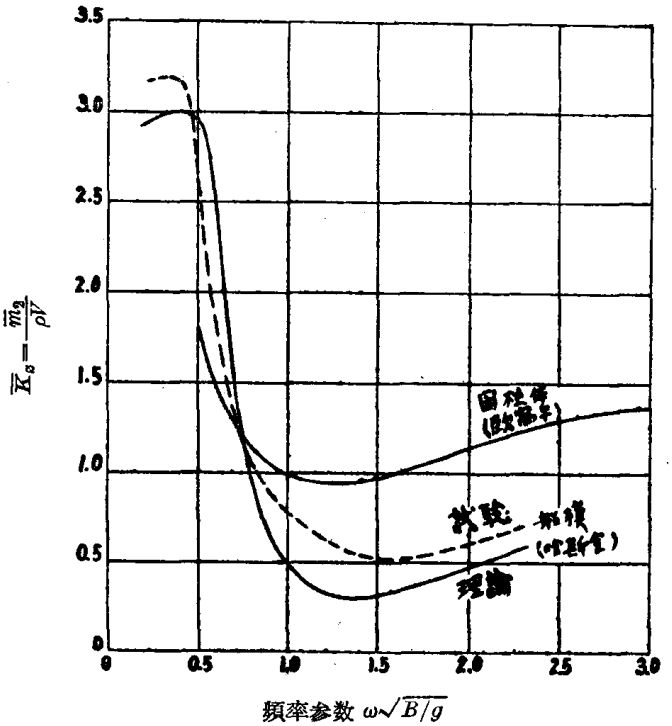


图 13 在自由表 B 面作稳定振荡的船模和圆柱体的垂向附加质量系数 $\overline{K}_{zz}$

因此，纵摇和升沉的惯性系数暫时可按前述方法推算。这样，对于通常的海船，在滿載情况下其纵摇和升沉的周期能增长 30% 到 50%。而纵摇所增加的周期比升沉略小。我們在以后直接可看到，这样估算对于航行中的船舶也是有效的。

本文第一位作者已經用試驗研究了升沉和纵摇时的惯性系数与进速的关系[76]。他从三艘船模的試驗研究中得到的衰減曲綫証明进速对周期沒有显著的影响。关于航速的影响問題勃拉特 (Brard) [6] 已作了詳細的討論，他根据船模在升沉和纵摇运动中达到最大振幅时，即相当于諧摇时的周期推算出惯性系数，其結果表明，在零速时惯性系数要大大的增加。这与哈斯金(Haskin)，欧賽尔(Ursell)的理論及試驗数据沒有明显的矛盾。然而，可以証明，最大振幅不会在諧摇时发生，因为，所产生的振幅是調諧因数和扰动力的函数。因此我們可以不管勃拉特(Brard)对这問題的分析，即认为在原則上附連水质量随进速而改变，然而此种改变似乎是不大的。可以建議，在沒有更可靠的資料可資利用时，速度的影响是可以勿略的。

水平运动(前后平移、横漂和艏摇)。对这几种运动来說，忽略重力会导致比全潜体較低的惯性系数。例如，对一半漂浮在水面的椭圆柱体，其横漂惯性系数为

$$\mathring{k}_y\cong 0.4k_y \tag{26}$$

其中頂部注号 "0" 是指忽略了重力后算出的水面数值。

同样，对于向前后平移和艏摇运动，其惯性系数的計算差不多有相同的关系 ($\mathring{k}_x\cong 0.4k_x$, $\mathring{k}_{xx}\cong 0.4k_{xx}$)，但这些数值似乎只适用于航向稳定性及冲击的計算。在前后平移，横漂和艏摇运动的計算中，不能忽略重力的影响，且可預料它們有相当大的惯性系数。

波浪对惯性系数的影响这里不予討論，然而，这一問題近来已經引起人們的注意[15]。

阻　尼　力

在过去十年中，仅不过对横摇的阻尼作过认真的試驗研究。由于裸体船壳对横摇阻尼的

效应較小，且諧搖情况非常严重而使这一工作进展緩慢。而其他几种运动阻尼的研究本来就被忽視了。

早在 W. 傅汝德时就已經了解阻尼是由于船舶横搖时的摩擦阻力、渦流阻力以及兴波阻力而产生，前两种影响可用角速度的平方来表示，后一种影响以角速度的一次方来表示，即

$$M_\varphi = N_{\varphi_1}\left(\frac{d\varphi}{dt}\right) + N_{\varphi_2}\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 \tag{27}$$

在造船中，习慣上用連續两个周期的振幅衰減来表示阻尼的影响：

$$\Delta\varphi_m = (\varphi_m)_n - (\varphi_m)_{n+1} = A(\varphi_m)_n + B(\varphi_m)_n^2 \tag{28}$$

对較小的阻尼来說这两种表示法是等价的，即由(27)表示的阻尼規律能导出与(28)式特性相一致的衰減曲綫。

对所有六种运动来說，在实际上，可将阻尼当作遵守綫性規律的，因此可写成：

$$F \text{ 或 } M = N\left(\frac{ds}{dt}\right) \tag{29}$$

式中阻尼系数 N 决定于：

(a) 振蕩运动的形式；

(b) 振蕩的頻率；

(c) 船舶形状；

(d) 进速。

从物理上看，这种綫性关系能于以如下的說明：

(a) 除了横搖之外，由于摩擦和渦流所产生的阻尼与兴波阻尼相比常常是很小的，故实际上，升沉和纵搖的阻尼几乎完全由兴波所致。

(b) 对于航行中的船舶，不同于上述說法，此时摩擦和渦流所产生的阻尼力还包含着与速度 $\left(\frac{ds}{dt}\right)$ 成綫性关系的附加項。这是根据空气动力学所作的一个推論，虽然在造船中所用的展弦比都非常小[29]。

由于粘性引起的阻尼将不予討論，但横搖的粘性阻尼較大，应属例外。可以想像，对高速航行、高頻振蕩且具有特殊綫型的船舶，粘性的影响将很重要，其結果将提高阻尼的效果。这里不准备介紹量的計算，因为可望在不久以后就能获得有关这一問題的試驗資料。

当将这些結果用于波浪中的运动时，必須在阻尼項中引入水和船之間的相对运动。

試驗探測法

現在，有三种不同的試驗方法来决定阻尼：

(a) 靜水中的自由振蕩：用这种經典的办法来获得衰減曲綫在横搖研究中是用得最广的。但在升沉和纵搖的研究中用此法的尚不多見[27][76]，在这两种运动中，由于阻尼很大，用此法所得的結果，精确度不高。

(b) 規則波中的强迫振蕩：理論上来說，此方法能完全从試驗上解决振蕩問題。实际上它达不到，因为扰动力是未知的或者只是近似的，因而附連水质量，阻尼系数等无能推求。目前，此法只能获得一些定性的阻尼資料。

(c) 靜水中的强迫振蕩：此法能够精确地測量出决定阻尼力的全部因素，尤其对用机械振蕩器造出的扰动力是逼真的，在这一点上它是上述方法的补充。虽然这种結果只是从少数

試驗中了解到的[7][16][67],但十分明显,这种方法将証明对适航性的研究是不可少的。

从理論上說,可以預料上述三种方法获得的阻尼系数是不一致的,因为在試驗时的物理条件(波浪模型)不相同。

理論探索法

升　　沉

下述諸点意見仅适用于由波浪影响而产生的阻尼力。

首先近似地认为，一个作升沉运动的物体所产生的流动模型可以用一些特定分布的源汇(交变的或脉冲的)来模拟，这些源的总流量为 q，并且在最大值 q_m(振幅)和最小值(或輸入值)$-q_m$ 之間作諧振变动。于是单位体积单位时間內的流量方程为:

$$q=q_m\sin\omega t \tag{30}$$

图 14 系用此种人为的概念来决定阻尼系数。設想图中的物体从位置 *1* 到位置 *2* 为向下作諧振运动，則該下降物体位移的效应可以用排列在初始平面 *1～1* 上的源系(更正确地說用一些源的分布)来描写，只要这些源的总流量与下降物体排开液体体积的变化保持着相等的值。此时每单位面积的流量只是法向速度。在以后的推导中[方程[31]到[34]],假設該物体(源)是不运动的。

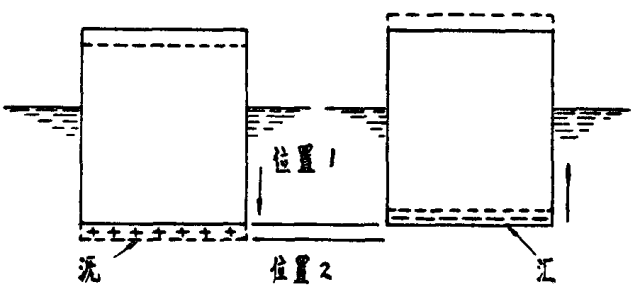


图 14　用一些交变源来代表升沉物体造成的流体运动

一脉动的源产生着波浪，它在离原点某一距离处具有正弦的形状。如果他們的振幅 r_m 为已知,則单位时間內消耗的能量 dE/dt 就能很快地决定。因为在任何瞬时单位长度的波能可用方程*(31)得出

$$E=\frac{1}{2}\rho g r_m^2 \tag{31}$$

它以速度 V 傳播着,于是两边每秒所消耗的波能为

$$\frac{dE}{dt}=2\left(\frac{1}{2}\rho g r_m^2\right)V=\frac{\rho g^2 r_m^2}{2\omega} \tag{32}$$

每秒消耗的波能等于阻尼力 $N_z(dz/dt)$作功的平均值,因此

$$N_z\left(\frac{dz}{dt}\right)^2=\frac{1}{2}N_z z_m^2\omega^2=\frac{\rho g^2 r_m^2}{2\omega} \tag{33}$$

由此得物体单位长度上的阻尼力

$$N_z=\frac{\rho g^2 r_m^2}{z_m^2\omega^3} \tag{34}$$

通常为方便起見,将阻尼系数表示为无因次形式。为此,我們令

$$K_z=\frac{N_z}{(m+m_2)v} \tag{35}$$

当所造波浪的振幅 r_m 和頻率 ω 已知时，就能从(34)式决定任一升沉振幅的 k_z 值。但强迫振蕩的 ω 为已知时，r_m 的計算仍然比較困难。方程(30)以及在这以前所作的討論适用于强迫振蕩。

* 原文系方程(20),恐有誤——譯者注

在静水中，升沉物体的自由振蕩的解是众所周知的[14][58]，但是这种解是麻煩的，在这里将不予討論。

哈斯金(haskind)已經証明[15]，阻尼系数 N_z 由四个因数所构成。

$$N_z=\overline{N}_z\cdot K^2\left(\frac{H}{\lambda}\right)\cdot D_z\left(\frac{\lambda}{L}\right)\times Q_z\left(\frac{v}{c}\right) \qquad (36)$$

第一个因数

$$\overline{N}_z=\frac{\rho\omega^3A^2}{2g} \qquad (37)$$

式中 A 是水綫面积，这一因数为长波（頻率极低）的阻尼。在极限情况下，当达到靜止状态时，这一項就消失。

第二个因数，$K^2(H/\lambda)$ 代表船舶有限吃水的修正，并表示为波长的某一分数，此时

$$K\left(\frac{H}{\lambda}\right)=\int_0^1\frac{d\eta(\zeta)}{d\zeta}\cdot e^{-2\pi\zeta H/\lambda}d\zeta \qquad (38)$$

这一因数的图解表示在图 15 上。

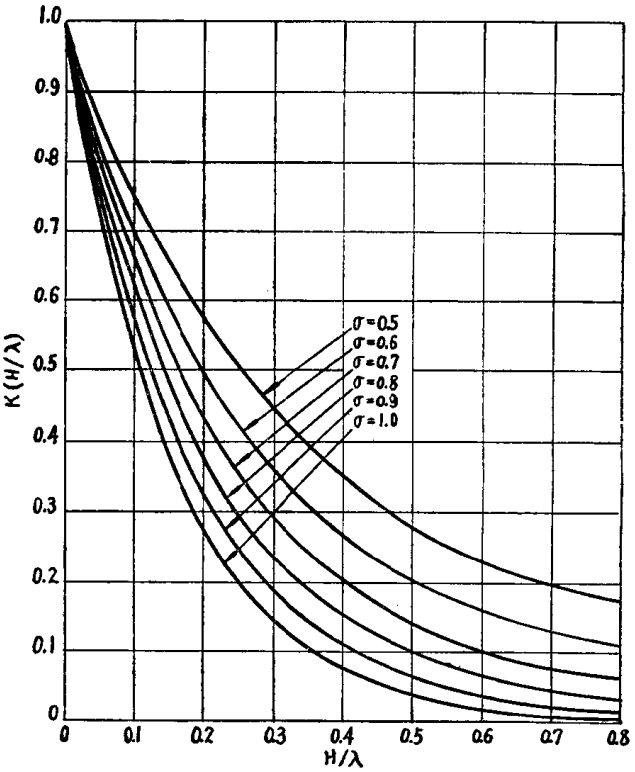


图 15 升沉和纵摇的修正因数 $K(H/\lambda)$，为 H/λ 的函数并以垂向系数 σ 为参数

第三个因数，$D_z(\lambda/L)$ 代表有限波长和水綫面形状的修正，它是一个复杂的表示式，然而，以后利用函数 Σ_z 就能十分簡便的算出，其实例示于图 16。这些結果經过适当轉換后与哈維洛克[21]所求出的数值相一致。

求以上諸系数时均假設船靜浮于波浪上，而第四个因数 $Q_z(v/c)$ 則系計及进速。图 17 是代表一特殊情况下的 Q_z。

仔細研究一下以上諸系数的趋势，可看出：

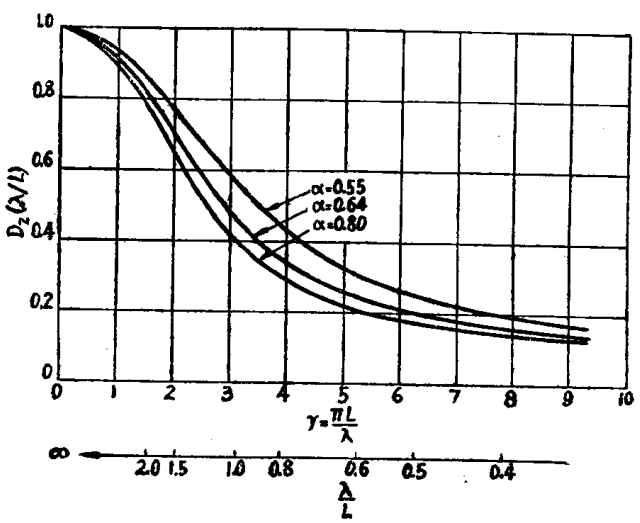


图 16 在哈斯金的升沉阻尼公式[方程(32)]中有限波长比因数 $D_z(\lambda/L)$，以水綫面系数 α 为参数

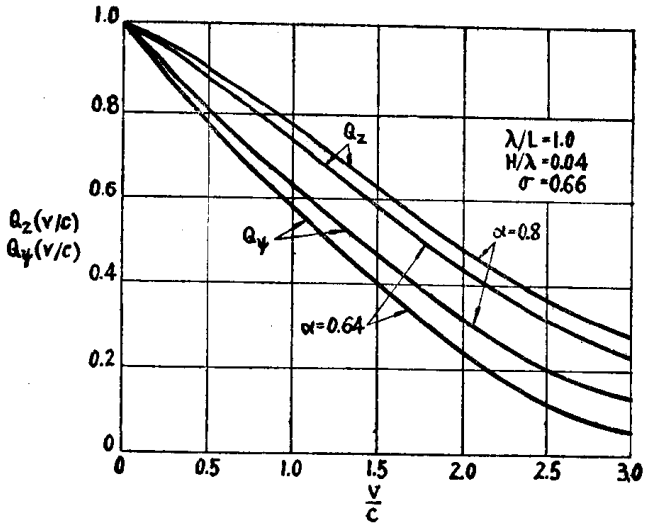


图 17 按哈斯金方程(36)求出的对升沉阻尼值 $Q_z(V/C)$和纵摇阻尼值 $Q_\psi(V/C)$的修正因数，为速度参数 V/C 的函数

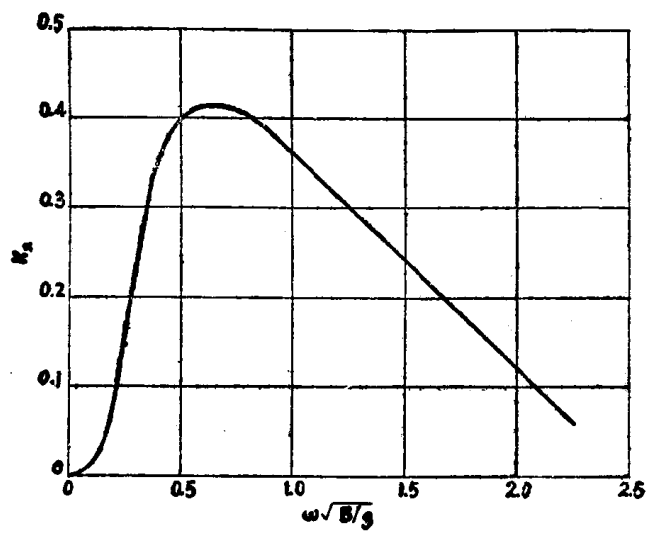


图 18 无量綱升沉阻尼因数 K_z，为频率参数 $\omega\sqrt{B/g}$ 的函数

(a) 阻尼系数与水綫面积的平方成正比。

(b) 就相同的載重水綫，V 形截面的阻尼比 U 形截面者大。

(c) 以无量綱頻率参数 $\omega\sqrt{B/g}$ 为函数的阻尼系数 K_z 在該参数的某一中間值时达到极大值，而后迅速减低。图 18 为 K_z 的一个实例。庆幸的是在共振点邻域內(此时阻尼具有确定的数值)这种减低似乎不会酿成危險。

(d) 以上所得結果証明波浪阻尼随进速而减小。这意味着，当船舶逆浪航行时，进速将受到极大的限制。在这方面，就目前已进行的极少試驗来說，的确尚未揭示阻尼与航速間的关系，但是这些試驗因为受試驗的航速范圍和精确性限制都不是最后的試驗。

无量綱阻尼系数 K_z 的值是根据三艘棱形系数为 0.4 到 0.5 的船模 [76] 求得的衰减曲綫而得出的，在实用的頻率范圍內，这与图 18 中哈斯金的結果相比，两者相符情况是令人滿意的。埃高納脫 (Igonet) 在同样情况下也发現一个較低的近似值 0.3。更多的試驗数据可以从勃拉特(Brard)的試驗中[5]求出。

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com