浅水船舶流体动力学

〔苏〕 A.M.巴辛 等著 谭笃光 译

浅水船舶流体动力学

〔苏〕 A·M·巴辛等著

谭 笃 光 译

许 家 骥 校

能 源 出 版 社

1987年

内 容 提 要

本书是介绍浅水船舶流体动力学问题的第一本专著。作者循序讨论了浅水兴波阻力和粘性阻力、浅水航行中的吃水变化、浅水中推进器工作的平面和空间问题、浅水对推进器－船体相互作用和喷水推进器特性的影响、船舶在浅水中的摇荡和操纵性，并专章讨论了适于浅水营运的超临界速度的排水型快速船的设计原理和实船试验结果，还提供了浅水效应的实用计算方法和图谱。本书可供船舶研究、设计、制造、营运部门的科技人员、造船院校师生参考。

А. М. Басин

И. О. Веледницкий

А. Г. Ляховицкий

Гидро－динамика Судов на Мелководье

Издательство《Судостроение》

Ленинград, 1976

浅水船舶流体动力学

〔苏〕A·M·巴辛 等著

谭笃光 译

能源出版社出版 新华书店首都发行所发行

北京市门头沟胶印厂印制

850×1168 1/32开本 11.4375 印张 287 千字

1987年12月第一版 1987年12月第一次印刷

印 数 1— 2,000

统一书号17277.33 定价4.00元

作 者 序

现代水运发展的特点是：增大船舶的尺度、航速和相对马力。同时，浅水航道的营运距离也有很大增长。大量的内河水路对现代大吨位船和顶推编队来说，“变成了浅水”。浅水也开始影响大吨位海船，特别是超级油轮的流体动力特性。

近年来，河海兼营船舶的货运得到急速发展，这些船有相当大的一部分时间在比较浅的航道上营运。小河流作为现代运输手段的开发问题，愈益具有巨大的国民经济意义。解决这个问题的有希望的途径之一是建造超临界航速的快速排水型浅水船。由于研究了浅水对船舶流体动力特性影响的规律性，建造这种型式的船舶已经成为可能的了。在所有上述情况下，在设计船舶和选择它们的最优营运状态时，都需要估算浅水影响。

浅水影响问题不是船舶原理方面的新课题，但是，它们的迫切性是明显的，而对它研究的深入程度还不足以满足造船的需要。

本书循序考察了浅水对于船舶流体动力性能的影响。尽管这一领域中有大量文献，但是，到目前为止还没有人试图对资料作系统的论述。本书是填补这个空白的首次尝试，其中包含了已经公开发表的论文的成果以及作者们自己的研究结果。在叙述理论和试验问题的同时，还提出了估算船舶流体动力性能时考虑浅水影响的方法。

引言、§40和第一、三、六章，除§8、9、33、34以外，是由A·Г·廖霍维茨基写的；第二章和§34、37、38是由И.О.维列德尼茨基写的；§39由上述两作者合写；第四、五章和§8、9、33是由A·M·巴辛写的；§41是由E·Φ·萨赫诺写的。

目　录

引　言

船在深度有界的航道条件下营运，往往引起它的流体动力性能的重大变化，这可以用河底对运动着的船引起的水流特性有影响来解释。这项影响表现为沿着船的湿表面，流体动压力的分布发生变化，因此，船周围的水作用在运动着的船上的流体动力反作用的总和，也发生相应的变化。

既然船的航行性能是由作用在它上面的外力决定的，那么，这就有了确定这些力的必要。但是，众所周知，在这样一个普遍的提法下，这类解任意形状船的问题，碰到了暂时还无法克服的障碍，即使是船在深水中运动的情况也是如此。

在浅水中，由于必须考虑表征水流附加边界——水底存在的参数，因而增加了困难。当排水型船在浅水中加速运动时，其航速提高越来越困难。同在深水中相比，特别是在所谓临界速度附近，船在航行中的兴波和吃水变化都表现得更为强烈；在浅水中，这种临界速度依航道深度而定。

普通的排水型船舶是在亚临界区营运的，它在浅水中的运动速度不应靠近临界速度。

当接近临界速度时，想靠少许增加发动机的功率和转速去提高船的航速，不会有积极的效果，而只会导致燃料的过度消耗。

浅水对船舶流体动力特性的影响程度，取决于船的营运航速对临界速度的接近程度。跨临界速度区的特点是：运动特性的不稳定性以及作用在船上的流体动力的变化发生急剧的转变；这以后，运动再次进入稳定区——超临界速度稳定区。对于内河航行的快速船来说，利用这一区域大体上是有希望的。

浅水船舶流体动力特性的具体研究，多半是针对船舶的某些航行性能进行的。

为数最多的文献都是讨论船舶快速性问题，主要是讨论船舶运动的水阻力。这些问题是最为人们所熟知的，并且具有巨大的实用价值。

最早研究浅水对船舶运动水阻力的影响是在19世纪初，并且和斯柯特—罗塞尔的名字联系在一起[165, 166, 211, 214]。A·H·克雷洛夫在他著名的论文[98]中指出，现有材料证实了浅水对于船舶运动的水阻力有影响，这件事"象所有的物理定律一样完全可靠"。

许多国内和国外文献都在研究浅水对于船舶流体动力特性的影响。

在发展研究的理论方法方面，苏联学者H·E·儒可夫斯基[71-76]、H·E·柯钦[96]、M·B·克尔德什和Л·И·谢多夫[81, 82]、Л·H·斯列津斯基[117-151]、M·Д·哈斯金德[167-176]、Г·И·巴甫连科[123-126]、A·A·柯斯久可夫[89-95]、Я·И·伏伊特坤斯基[55-59]、B·Г·西佐夫[113, 114]、A·H·谢巴罗夫[178, 179]、A·Б·卡尔波夫[78, 79]和其他许多人以及外国学者——米歇尔[207]、哈维洛克[191, 192]、韦因布鲁姆[230, 231]、霍格纳[195]和尹努伊[196-198]，等等，都有很大贡献。

船舶运动的总的水阻力通常表示为粘性分量和兴波分量之和*，浅水对其中的每一个分量都有影响。直接处于浅水中的兴波变化影响之下的兴波分量，变化也最大。浅水同时还对速度场和压力场的特性产生影响。在浅水中，粘性阻力的性质决定于运动着的船和水底附近的速度场和压力场的特点。

大多数发表的著作都是关于兴波阻力的理论和试验研究的。

---

* 总阻力还可以有其他的分解方法。A·H·潘钦可夫的著作[128]中关于兴波阻力理论的经典方法的评论是很有意思的。那里，他谈到采用水流有势这个先验的假设的不适宜性，并提出在理想液体模型的范围内，同时研究阻力的兴波分量和涡流分量。但是，这样处理的方法，即使是对于深水情况，暂时也还没有人赞同。

浅水对粘性阻力的影响没有得到充分的研究。然而，对于普通的排水型船舶，粘性阻力却占总阻力的60～80%。

估算船在浅水中的吃水变化，这对于内河航行的浅吃水船[17, 57]和超级油轮（例如当它们中途靠港时）[106, 107]都是重要的，为此，就需要确定垂向的流体动力和纵倾力矩。用经典方法求得的计算上述分量的理论公式，比兴波阻力的表示式更繁冗，而这就是它应用不广的原因之一。看来，计算技术的发展，提供了重新考虑利用经典理论成果解船舶流体动力学的实际课题的可能性。此外，它还将促进建立解理论课题的新方法。

浅水影响同样还在推进器的运行以及它同船体的相互作用特性上表现出来。鉴于以有限深度航道航行为主的内河船舶的推进性能提高了，所以，在按照主要深度选择推进器并计算船舶航行性能时，考虑浅水问题有重要意义。在选择船的最优运动状态时，也必须计算浅水影响。在排水型快速船的设计和营运中，所有这些问题都会很尖锐地出现，这里讲的排水型快速船，就是指预定在浅水区以超临界速度运动的船只。

浅水对船舶摇荡有影响。浅水水域运输的发展和近海区域的开发，促使人们提出船舶在有限深的波动液面上运动的问题。最重要的是确定横摇和纵摇的特性以及船在波浪中航行的失速。

内河和河海兼营船舶的营运经验表明，浅水乃是影响船舶操纵性的重要外部因素之一。

在苏联，第一个开展了建造超临界航速的特种快速内河客轮的工作[34—37]。第一艘这种型式的船“试验1号”已在内河航线上成功地营运着[50]。为了利用这一运动原理，在某些情况下，采用多体船是适宜的[36, 37, 106]。

因此，浅水对船舶流体动力特性的影响问题，具有日益巨大的意义。本书就专门讨论这个问题。

第一章　研究波动现象的理论方法·船舶的兴波阻力

§1 ·任意形状的物体在浅水中的运动·问题的提法和边界条件

与船在浅水中的运动同时发生的波动现象本质上不同于深水条件下的这种现象。尽管在这一领域中的理论研究数量相当大，但是，若不吸收试验成果，照例不船解决造船中的实际问题。然而，在保证获得有价值的成果方面理论方法的作用仍是巨大的．它同试验研究合理地结合大大减少了试验工作量。理论研究总是针对被简化而接近真实的现象进行的，这点在研究船在浅水中的运动问题上表现尤其突出。Д·Д·斯托克尔关于表面波理论的评论就是这类问题的标准例子：

“为了在表面波理论上取得成就，就必须采用这种或那种专门的假设以简化理论，面这些假设本身则是从该类问题中观测到的一般物理条件中引出的”[57]。

发展理论归结为不断地修正这些假设，使它愈益接近于真实情况。

我们来考察在有限深度h的液体的自由表面上或其附近的任意形状物体（常见的情况是船的外形）的运动问题。

坐标系xyz同运动物体相连，xoy平面与未经扰动的液面重合。在图1.1中，示意地绘出了运动物体及其周围的液体区域，在所考察的问题中，液体在纵、横方向上都延伸到无限远处。

在研究兴波现象时，应用理想液体的流体动力学方法，同时，运用了力（在物体上）的独立作用假设，该力决定于液体的重度和粘性。因此，所研究的液流应当服从流体动力学中的著名的欧拉方程。

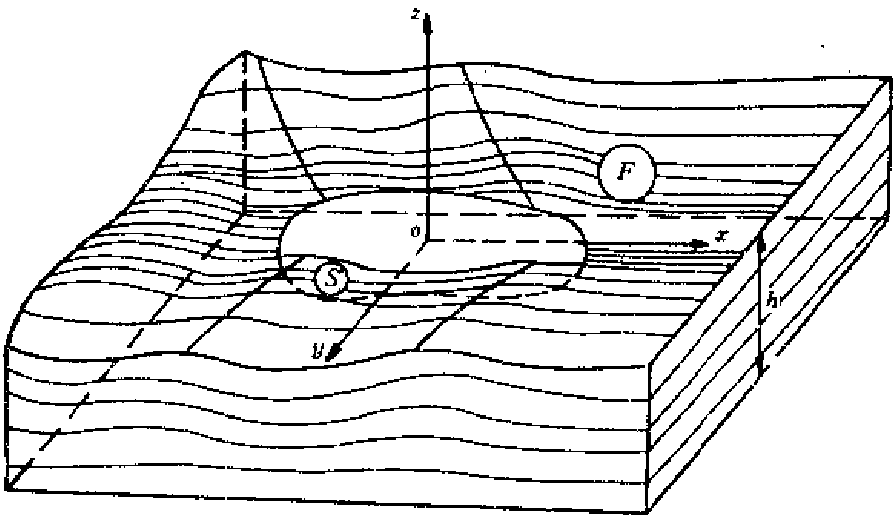

图1.1　按照惯例进行标记的液体中的运动物体和坐标系示意图

为了解一般的快速性问题，只要研究物体沿ox轴正向、以某个不变速度v_0作直线平移运动就够了。*

在坐标系xyz中，定常液流和所考察的问题同均匀液流中物体的绕流问题是等价的，此处均匀液流在物体前方无限远处的速度为v_0。

液体可看作不可压缩的，故连续方程具有如下形式

$$\mathrm{div}\,\vec{v} = 0 \tag{1.1}$$

在经典的船波和兴波阻力理论中采用的第二个假设是关于无旋流、即液体质点没有旋转的假设

---

* 在个别文献中试图进行浅水和深水中非定常运动下兴波阻力特性的理论研究[11, 12, 7, 13]。但是，迄今没有得到适合浅水条件下船舶运动的成功的结果

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2}\mathrm{rot}\,\vec{v} = 0 \tag{1.2}$$

这个条件表现为下述命题的必要性和充分性：流动速度在坐标轴上的投影v_x，v_y，v_z，是某个速度势的函数ϕ的偏导数，即服从等式

$$\vec{v} = \mathrm{grad}\ \phi \tag{1.3}$$

假设（1.3）象所有其他的假设一样，在理论方法的共同性之上，加上一定的限制。引进它是为了简化解题中发生的数学困难。在前面提到的A·H·潘钦可夫的著作中[128]，对于采用这个假设的合理性提出了批评。由他提出的解类似课题的新方法是讨论性质的，此法在浅水船舶流体动力学领域中，还缺乏完备的理论研究。

将（1.3）代入（1.1），我们求得了著名的确定流势的拉普拉斯方程

$$\Delta\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \tag{1.4}$$

所考察的液流的势可以用下述形式表达：

$$\phi(x,y,z) = -v_0 x + \varphi(x,y,z) \tag{1.5}$$

其中$\varphi(x,y,z)$是由于物体的存在而引起的速度势，它也满足拉普拉斯方程。

采用上述假设使问题得到很大简化，因为速度场为一调和函数所确定，此函数满足已经充分研究过的线性数理微分方程。

为了使所考察的问题具体化，以便确定其唯一的解，必须给出反映现象的物理本质的边界条件。

把自由液面方程写作

$$z = F\ (x,y) \tag{1.6}$$

在这个表面上应当实现所谓压力不变性的动力学条件，它保证在整个液体自由表面的所有的点上压力为p与大气压力p_0保持平衡。

理想的、不可压缩的液体在定常的无旋运动情况下的流体动力学微分方程的伯努利-欧拉积分为

$$\frac{1}{2}v^2+gz+\frac{p}{\rho}=C \tag{1.7}$$

其中C对于运动液体的全部质点只取一个值，即保持为常数。

因为 $v_x=-v_0+\frac{\partial\varphi}{\partial x}$; $v_y=\frac{\partial\varphi}{\partial y}$; $v_z=\frac{\partial\varphi}{\partial z}$,

故适用于自由表面各点的表示式(1.7)可以改写为(当$z=F(x,y)$时)

$$\frac{1}{2g}\left[v_0^2-2v_0\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right]+z+\frac{p_a}{\rho g}=C$$

假设

$$C=\frac{p_a}{\rho g}+\frac{v_0^2}{2g}$$

我们求得自由表面上的压力不变性动力学条件为：当$z=F(x,y)$时

$$z-\frac{v_0}{g}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial x}+\frac{1}{2g}\left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2\right]=0 \tag{1.8}$$

属于自由表面上的液体质点的运动学条件是：质点的垂向分速度恰好就是边界z_F的垂向速度

$$v_z=\frac{\partial\varphi}{\partial z}=\frac{dz_F}{dt}.$$

$$\frac{dz_F}{dt}=\frac{\partial F}{\partial x}\left(-v_0+\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)+\frac{\partial F}{\partial y}\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial y}$$

于是自由表面上的运动学条件取如下形式：当$z=F(x,y)$时

$$\left(-v_0+\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)\frac{\partial F}{\partial x}+\frac{\partial\varphi}{\partial y}\cdot\frac{\partial F}{\partial y}-\frac{\partial\varphi}{\partial z}=0 \tag{1.9}$$

在物体的湿表面S上，应遵守经由此表面液体的不渗漏条件

$$\left.\frac{\partial \phi}{\partial n}\right|_{S} = 0 \tag{1.10}$$

考虑到（1.5），条件（1.10）取如下形式

$$\left.\frac{\partial \varphi}{\partial n}\right|_{S} = v_0 \cos(\vec{n}, x) \tag{1.11}$$

其中 $\vec{n}$——在物体表面上所考察的任意一点处，该表面的外法线向量。

我们来考察常见的船舶表面情况。船表面相对于中线面 xoz 是对称的，其方程具有如下形式

$$y = \pm f(x, z) \tag{1.12}$$

利用众所周知的计算表面 $f(x,z)$ 的法线 $\vec{n}$ 的方向余弦的公式

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \cos(\vec{n}, x) = -\frac{\partial f/\partial x}{d} \\ \beta &= \cos(\vec{n}, y) = \pm\frac{1}{d} \\ \gamma &= \cos(\vec{n}, z) = -\frac{\partial f/\partial z}{d} \end{aligned}\right\} \tag{1.13}$$

其中

$$d = \sqrt{1 + (\partial f/\partial x)^2 + (\partial f/\partial z)^2}$$

于是，适合于船表面的条件（1.11）可以用下述形式表示：当 $y = f(x, z)$ 时

$$\left(-v_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)\frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \varphi}{\partial z}\frac{\partial f}{\partial z} = 0 \tag{1.14}$$

在水底，应遵守液体不渗漏条件

$$\left.\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right|_{z=-h} = 0 \tag{1.15}$$

因为在物体前方无限远处不存在由它引起的波浪运动，故当 $x \to \infty$ 时，扰动速度应变为零。即当 $x \to \infty$ 时

$$|\mathrm{grad}\,\varphi| \to 0 \tag{1.16}$$

此外，在水流的所有部分，扰动速度应为有限量。

正如往后在有关的章节中将要看到的那样，只要扰动速度势φ的表示式得到成功，则所有的具有实际重要性的问题（计算速度，压力、自由表面形状，作用在物体上的力，等等）就都迎刃而解了。

于是，在普遍的形式下提出的问题转化为在条件(1.8)、(1.9)、(1.11)、或(1.13)、(1.15)和(1.16)下解拉普拉斯方程(1.1)的问题。

应当指出，这个问题的解的形式之所以很复杂，是因为边界条件(1.8)、(1.9)、(1.11)或(1.11)的非线性引起的。困难还在于，自由表面形状$F(x,y)$事先是未知的，它要在解题的过程中确定，而实际的船表面$f(x,z)$又很复杂，而且通常不是用解析方式，而是用图形——型线图给出的。

由于上述原因，现时的基本的实用的结果只是在对所讲的问题作进一步简化，即将边界条件线性化以后，并且将自由表面和运动物体边界具体化和简化以后才得到的。

假设波的线性理论（也叫做微振幅波理论）是合理的，我们来进行自由液面上的边界条件(1.8)和(1.9)的线性化。根据这一理论，扰动速度的平方是二阶无穷小量，并将它们忽略掉。于是，条件(1.8)取如下形式：

$$z_F = \frac{v_0}{g}\frac{\partial\varphi}{\partial x} \tag{1.17}$$

由关于忽略扰动速度平方这一微量的假设，使我们可以认为，条件(1.17)在静态自由液面上，即当$z=0$时也是成立的。

所以，在线性提法中，得到确定自由液面坐标的简单表示式

$$z_F = \frac{v_0}{g}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)_{z=0} = \frac{v_0}{g}\frac{\partial\varphi(x,y,o)}{\partial x} \tag{1.18}$$

根据公式(1.17)取$F(x,y)=z_F$，我们从(1.9)以精确到二阶无穷小的精度（即在线性理论的范围内）得到：当$z=0$时

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}+\nu\frac{\partial \varphi}{\partial z}=0 \tag{1.19}$$

其中$\nu=\dfrac{g}{v_0^2}$

当用雷利（Raleigh）法解波动问题时，要把与液体质点运动速度成正比的所谓耗散力加到重力之上[5, 18]。这样就可得到没有自由波的、问题的唯一解。

在利用雷利耗散力法的情况下，条件（1.19）取如下形式：当$z=0$时

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial \varphi}{\partial x}+\nu\frac{\partial \varphi}{\partial z}=0 \tag{1.20}$$

其中$\mu>0$——耗散力系数，在最后的表示式中，它应当变为零。

在对问题的线性提法中，自由液面上的比较简单的条件(1.19)代替了非线性问题的非常复杂的边界条件(1.8)和(1.9)。

可以完全类似地进行液体经由船表面无渗漏边界条件(1.14)的线性化，它可以写作如下形式：当$y=0$时

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y}=-v_0\frac{\partial f}{\partial x} \tag{1.21}$$

尽管波的线性理论的假设性很大，但是，它的结果仍然定性地为试验所证实。在下列情况下线性理论的结果同试验定量地相符的程度得到改善：一是物体是瘦长的，即相对长度很大；一是物体在自由表面以下运动（当它的没入深度增大时）。

在浅水中，随着对临界速度的靠近，线性理论与试验之间定量的差别扩大了，但是，现象的定性的情况仍然由线性理论正确地反映出来。

为了改善理论与试验结果的定量相符的程度，对船在浅水中