

水的高速运动

增加水中或水面上运动物体的速度,是技术发展的重要趋势之一。它对于发展水动力学,发展海洋科学与技术,今天和过去一样,一直是非常重要的。

固体物体在水中作高速运动时的各种水动力效应,特别是物体高速入水的水动力相互作用效应,最近受到很大注意。

目前在研究液滴或射流撞击到物体表面上并在其上分散时所引起的重要问题。这些现象的性质同相对速度及“固体”物体的性质密切相关。

在已发表的大量文章中,水下爆炸、水下放电、激光束在液体内聚焦等引起的水中气泡膨胀和振荡的理论,得到了发展。

计算给出了大气泡及小气泡振荡周期的数量级。发现水中小气泡(在大气压下半径为1厘米以下)一次振荡的时间量级是毫秒。外部水压减小时气泡半径的振荡周期增加,其值同有气泡的水运动时发生的宏观过程的典型时间尺度相当。

另一方面,计算给出了气泡内以及气泡附近液体中特征气体的一些有趣的性质。例如,H. G. Flynn对于气泡半径由于扰动而增加许多倍,并且离气泡很远的液体的压力是常数(等于大气压)的情况,计算了氩气泡的运动。这些计算表明,假如初始平衡气泡半径的量级为 10^{-4} 厘米,则气泡破裂的时间周期是微秒量级,而在气泡内及其附近的峰值压力和温度分别为 10^4 大气压和几万°K量级;当气泡半径接近于极小值而其寿命仅 10^{-7} 秒量级时就出现这些峰值。在这些条件下,就需要考虑水的可压缩性、气泡内“真正”蒸汽或气体的状态方程、气体和水中的热传导效应。

目前,在用来研究基本粒子迹线的气泡室内,蒸汽泡增长和振荡的动力学变得重要起来。在这方面,特别研究了在有超声场情况下液氢内氢气泡和水内蒸汽泡的行为;计算表明,在这些情况下,对于一系列频率都会出现非线性响应。

在分析非均匀压力分布和气泡不稳定性所引起的非对称气泡运动时遇到了最大的困难。气泡在流体边界附近破裂和穿过击波阵面时破裂的情况下,以及液体重量起主要作用的情况下,就强烈表现出非对称效应。

气泡在壁面附近破裂或由于穿过击波而破裂时,其表面剧烈变形;变形的结果,在气泡表面上形成一股细射流并从该处流入气泡内。气泡在壁面附近破裂时,这股射流冲击壁面并能破坏它。在许多情况下就是用这种效应来说明空蚀的腐蚀作用的。

有许多文章从理论和实验方面分析了水中单个气泡的行为;这些文章弄清楚了这种现象的许多值得注意的性质,但直到现在,在必须考虑气体自液体向气泡内扩散、汽化、凝结、非定常传热等的可能性时,气泡或蒸汽泡的动力增长、发生和破裂这些主要问题,仍需进一步去搞清楚。同具有大量气泡或蒸汽泡的物体运动有关的问题就属于这

类问题，这种液体被看成是具有特殊热力性质的可压缩连续介质。这种运动有许多有现实意义的重要特点，这些特点来源于介质的不寻常的可压缩性和非常复杂的宏观机械能耗散机制。

在气流及液流会合的情况下，伴随聚能射流形成的一些特有的动力效应使人很感兴趣。这也可能发在伴有熔化现象的固体在撞击时的接触面边缘，发生在入水物体的浸水表面边缘，发生在水上滑行物体的浸水表面边缘的附近，发生在水面附近或水面上爆炸后接着形成喷泉的情况下，等等。

有两幅不太为人所知的图非常奇特，它们是电场极化的液体所形成的细射流。这种射流由G. Taylor得到并描述过，后来Y. V. Gogosov和A. K. Kazennov在莫斯科大学也得到过；在他们的实验中，观察到因电的表面力抽引射流而产生液体射流的不连续性（图1）。在实际情况中，有电场的液体的抽引作用被广泛用于喷涂不同的物体时产生各种颜色射流。但是，这些现象的理论尚未很好得到发展。

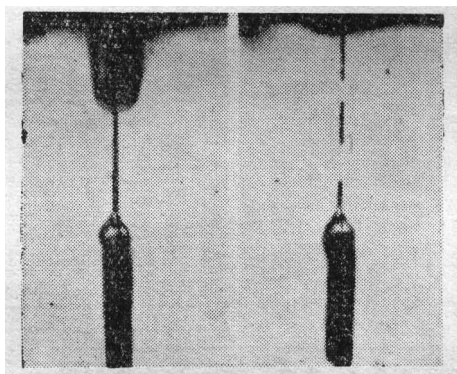


图1 电极化液体的细射流

1971年1月，理论与应用力学国际协会在列宁格勒举行了“非定常高速水流”国际讨论会。这次会议主要讨论上述的一些现象。讨论会上的许多文章，特别是G. Birkhoff（美），V. E. Johnson（美），J. E. Field（英），H. G. Flynn（美）的出色的综述文章，以及G. V. Logvinovich与Yu. L. Yakimov（苏联）合写的文章¹⁾，介绍了这一领域的现代研究

工作和成就。这些材料，一方面使我的任务——作一个关于列宁格勒讨论会的报告——复杂艰巨，因为要讲一点新东西是困难的；但另一方面，这实际上又使我的任务简单容易，因为无需重复新近讨论过的许多内容。关于这方面，我将在我这个报告中力求明确地强调和发展的，仅是同那次讨论会直接或间接有关的一些基本的结果。

上述水动力学现象的一些例子同定常及非定常流体流动的研究有关，对于这些流动，其基本效应的主要特点，决定于流动中流体及固体的惯性。在许多情况下，当相对流速或加速度相当大时，有可能把水看成是理想不可压缩流体，这种模型使我们可以直接描述现象的一些较重要的实际特性，或者得到进一步分析和解释它们的基础。同时需要着重指出，在许多情况下，热传导、可压缩性、重力、粘性及相变，都可能是头等重要的。

我们来讨论物体在水中高速运动的主要问题。对物体附近理想不可压缩连续流体流动问题建立算式和求解具有基础意义。古典流动图案如图2。在这种情况下，对于绕物

1) 讨论会的全部文章发表于讨论会的“文集”（莫斯科，1973）中。俄国作者的文章作为讨论会文集的附录以英文发表。综述文章译成俄文发表于力学译文集《力学》（莫斯科，1972—1973）中。

体的常速定常流动来说，达朗伯悖理是有效的。在头部临界点（点A）和尾部临界点（点B，此处理想压力完全恢复）处有最大压力。

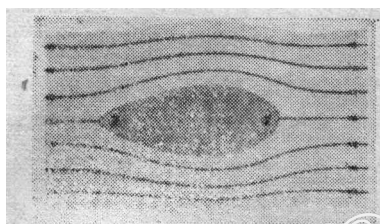


图2 理想连续流体流动图案

对于飞船型的流线型长圆物体，从这种流动图案可以获得物体表面头部及中部的正确的压力分布。但在尾部，由于有压力损失，压力恢复并不完全；为什么阻力除主要部分（摩阻）外还要加上型阻，为

什么在物体后出现涡旋尾流，其原因就在于此。在定常流动中，这种涡旋尾流缓慢地扩展，流向下游无穷远处。

长期以来大家知道，一固定体积的物体作较高速运动时，实现这种光滑流动图案并不是有利的，因为其摩阻大。

在空气动力学的萌芽时期，关于环流起原的平面问题和关于有限物体的定常绕流的最早的一些理论，都是在理想流体概念的框框里头发展起来的，动力升力和“感生”阻力效应是用具有切向速度不连续分界面的正确流动图案来解释的。按这种方法构成的沿“涡片”具有不连续速度场的理想流体绕物体的流动图案，相当好地模拟了实际观察到的从流线型物体表面伸展到下游液体中的薄涡片。

关于这方面，注意一下下列事实是有益的：在理想流体理论的框框里头，如果允许物体的绕流特别是“坏流线型”物体的绕流具有不连续速度场、滞止区域、真空空穴或充满气体或蒸汽的空穴，则这种气体或液体的绕流问题没有唯一解。长期以来，许多作者按具有“滞止流体区域”的基尔希霍夫流动图案来处理物体绕流，它作为数学解与实际相差很大。

目前，我们有极大速度物体穿过水面的实际绕流图案，有以空蚀数

$$\sigma = 2(p_{\infty} - p_c) / \rho v_{\infty}^2$$

接近于0来表征的物体的高速水流绕流图案，对每个人来说越来越清楚，正是这种在“滞止区域”内（在空穴内）具有气体或液体蒸汽的图案同实际情况很好符合。在上式中， p_{∞} 是无穷远处压力， p_c 是物体后空穴内压力， ρ 是液体密度， v_{∞} 是自由流速度。

下面我们描述有不连续性的其他一些流动图案。

一般说来，实现各式各样球形流动状态同物体绕流中的许多附加效应有关。例如，可以通过适当选取物体的外形来实现，因而可以通过控制物面上的流动分离，通过在流动的适当地方喷入气体或液体，通过吸去边界层内的流体，通过利用或考虑气体或液体射流的喷射作用，通过控制流线型物体表面附近空穴的体积及形状，以及通过其他方法来实现。

典型的情况是，早期的流体力学家力求制造光滑的流线型外形，目前则利用具有射

流分离的流动，来实现物体在水中的高速运动。具有射流分离的流动能够减小物体表面的浸水面积，从而大大降低表面摩阻，对于流线型物体来说，表面摩阻与总阻力差不多大，它同速度的平方及物体表面的浸水面积成正比。于是，对于在水面上滑行的升力体，流动在升力体表面上的分离和升力体底部浸水面积的减小，是用阶梯形来获得的。

物体在水中高速运动时，总是会出现分离流及空蚀流。对于中等高速的情形，用具有能使流动分离的尖锐边缘的空蚀器，用自物体内部喷射液体射流，以及用特殊气体把外部的相对水流自物体表面吹走，都能获得类似的效应。实验表明，把一定量气体喷入水流内，有可能人工产生具有内压 p_0 的气穴。

在对“大伏尔加”号船及平底驳船进行理论分析、模型实验及全尺寸实验的基础上，列宁格勒克里洛夫学院的A.A. Butuzov和其他工作者证明，靠这些船船底上的稳定空气薄膜系统，有可能减小这些船的水动力阻力。在只有很小流量空气流过这种“空气润滑”薄膜气穴的情况下，他们把速度量级为11—18公里/小时的驳船的总阻力减小了20—30%。

正如很早以前莫斯科的S.A. Chaplygin (1899)和巴黎的R. Thiry (1921)的文章从理论上证明的那样，引进用流线围成的具有给定常压（一般大于无穷远处压力）的区域来代替临界点，有可能构成物体的理想流体绕流。这种区域的边界含有使流线会合或分叉的尖点。我们能够从理论上用滞止区域来代替前临界点及后临界点以构成这种流动（图3）。

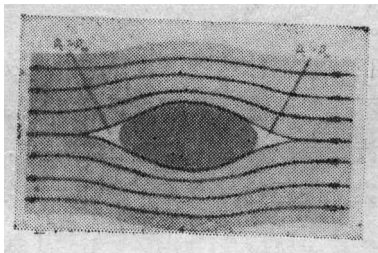


图3 物体前、后有较高压力区域的流动($\sigma < 0$)

在30年代，我和A.I. Chulanov合作，对平板后部具有滞止区域的绕流进行了详细的数值计算。T.G. Lang和H.V.L. Patrick在实验上曾获得并研究过回转体后的这种流动，他们在研究水流在回转体周围绕流时用少量空气吹进空穴内。在这些情况下，空穴边界相对于主流方向来说是凹的。假如空穴内充满着气体，则气体被水流慢慢地带走。在空穴较短的情况下，空穴的不稳定性没有足够的时间发展。在流线型物体后部的这样一个空穴的示意图见图4。T.G. Lang和H.L.V. Patrick的实验也得到了空穴的内压 p_0 为吹入空气量的函数的数据。

在30年代，我和A.I. Chulanov合作，对平板后部具有滞止区域的绕流进行了详细的数值计算。T.G. Lang和H.V.L. Patrick在实验上曾获得并研究过回转体后的这种流动，他们在研究水流在回转体周围绕流时用少量空气吹进空穴内。在这些情况下，空穴边界相对于主流方向来说是凹的。假如空穴内充满着气体，则气体被水流慢慢地带走。在空穴较短的情况下，空穴的不稳定性没有足够的时间发展。在流线型物体后部的这样一个空穴的示意图见图4。T.G. Lang和H.L.V. Patrick的实验也得到了空穴的内压 p_0 为吹入空气量的函数的数据。

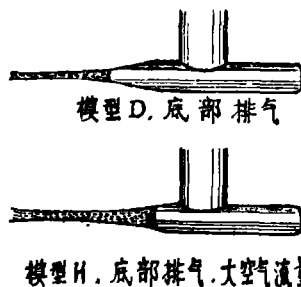


图4 对空穴在 P_0 下的实验数据（根据照片的示意图）

如果 $\sigma = -1$ ，即 $p_c = p_\infty + \rho v_\infty^2 / 2$ ，则在理论解中，这些区域退化成为临界点。如果 $\sigma < -1$ ，即 $p_c > p_\infty + \rho v_\infty^2 / 2$ ，则在所考虑的区域，压力将增加到比滞止压力大的值。在物体后部有这样大的压力，相当于出现推力，所增加的那部分压力，能够形成气体或液体推进射流，而且能够依靠着例如水力射流推进泵、依靠着气体射流推进装置、或在许多情况下依靠着螺旋桨推进器而存在（图 5）。



图 5 通常用推进发动机来产生补偿阻力的推力，推进发动机向物体后部提供推进压力

上面考虑的是具有区域 $\sigma \leq 0$ 的流动图案。按照 D.P. Riabouchinsky 的流动图案（图 6），我们能够作出物体在 $\sigma > 0$ 时初始的理论空蚀绕流。除给定一物体 A 之外，还人工引进辅助的物体 B，并在此二物体间产生一减压区域。显然，作用在理想流体内物体系 A + B 上的总流体动力等于 0。但是在小 σ 数时空穴是长的，因此，物体 B 的存在，对物体 A 附近的流动以及对物体 A 的阻力影响不大。我们可以把物体 A 与 B 的绕流图案看成是图 7 所示的一个物体 C 的绕流。

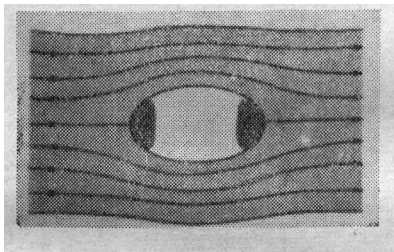


图 6 Riabouchinsky 流动图案

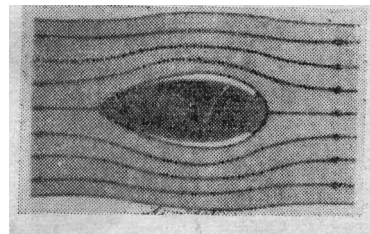


图 7 紧接物面具有射流及空穴的物体的绕流

存在着对应于减压 p_c 且包围气穴的自由边界，将能够减小摩阻。

此流动图案的一个优点，同解决物体后部产生具有相当高的压力恢复的相似流动这个实际上困难的问题有关。显然，在高空蚀数时此问题（即产生这种流动）变得容易一些，但增加 σ 值的实际好处关系到大大改善流动，亦即关系到流动在物体后部会合时损失相当小。实际上此问题是非常复杂的。

我们可以指出 $\sigma > 0$ 时形成自由面的其他几种流动图案。在这些流动图案当中，D.A. Efros（莫斯科）提出的流动图案特别使人感兴趣。该流动图案有一股流入空穴的射流（美国 D. Gilbary 同时提出了这种流动图案）（图 8）。容易相信，在此情况下理想流体中的阻力由公式 $W = \rho Q (v_\infty + v_c) = \rho Q v_\infty (1 + \sqrt{1 + \sigma})$ 确定，其中 $Q = S v_c$ 是回流射流的体积流量， S 是射流的横截面积， $v_c = \sqrt{2(p_\infty - p_c) / \rho + v_\infty^2}$

$= v_{\infty} \sqrt{1 + \sigma}$ 是空穴表面处的速度，它等于回流射流的速度。实验和理论表明，在这种情况下，当 $\sigma \rightarrow 0$ 时物体 A 的阻力也由古典基尔希霍夫流动图案确定，因而当 $\sigma \rightarrow 0$ 时，我们得到

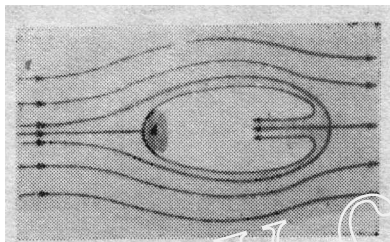


图 8 形成回流射流时的流动

$$W_{基} = 2 \rho Q v_{\infty}$$

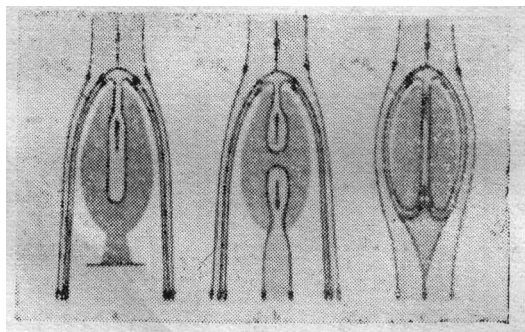
或在极限情况下

$$\rho Q v_{\infty} = W_{基} / 2$$

及

$$Q = W_{基} / 2 \rho v_{\infty}$$

按照 E fros 流动图案，从物体 A 的定常理想流体绕流出发，显然我们可以作出一个仅仅把所有流体质点的速度方向颠倒一下的新的理想流体流动。现在我们可以把 E fros 射流看成是由物体喷出的推进射流，它沿着向它接近的液体的逆流方向运动，然后流向下游无穷远处或在物体 A 的周线上会合（图 9）。显然，对这种流动的逆流来说，所有流体动力方程都是满足的，在所有各点处的压力保持原来的值。因此，作用于物体 A 的周线上的总力，在原来的流动中等于阻力 W ，在逆流中则同自由流的方向相反而可以看成是推力。可见，在逆流中我们可以获得推力，例如，借助于自物体喷出射流，其方向向前并且它与自由流相互作用，这时便有一个力完全向前而作用于物体 A 上。



a)

b)

c)

图 9 借助于理想流体流动中的逆射流而形成空穴的流动图案。

- a) 两股射流以方向相反的速度相遇的极限情况。 $p_c = p_{\infty}$ 时的改型基尔希霍夫流动图案。
- b) 向前和向后的射流的推进力平衡。如果 W 对应于带刚性空蚀器的给定物体的阻力，则 $f Q v = W / r$ 。
- c) 在前方有一股流体射流沿 $p_c < p_{\infty}$ 时的封闭周线循环流动着。

让我们注意,在这样构成的逆流动中,在 $\sigma \approx 0$ 时射流中的动量变化率仅等于相应基尔希霍夫力的一半,它在现在的情况下就是所得的推力。

以逆运动的Efros流动图案为基础的 $\sigma \geq 0$ 时的一些改型流动图案见图9,其中,自物体喷出的与自由流方向相反的一股液体射流,被用来代替刚性空蚀器,此空蚀器是流线型固体表面的重要部分。在这种情况下,对于上面考虑的流动图案,完全潜水的运动物体所用于克服阻力的能量,就被用于形成和维持逆射流的能量所代替。图9a所示逆向流动射流把液体分开的机制,类似于M.A.Lavrent'ev研究过的液态金属的聚能射流突破坚硬钢板的现象。

引进具有液体射流的非对称流动,我们可以得到作用于物体上的流体动力的横向分力。物体内的内部流动及强射流,能够大大影响物体的稳定性和控制。

在物体A的直擦绕流的主要问题中,根据此流动图案, $\sigma > 0$ 时的数学解意味着液体射流通到黎曼曲面的第二叶上。其实,假如射流能够形成,则由于空穴被射流的水充满而在物体后形成具有涡旋区域的流动,所考虑的流动实际上不可能存在。不过,许多作者注意到,在实验中,当 σ 值不很高时,根据此流动图案将出现具有明显趋势形成回流射流的流动。

实验中这种回流射流是非定常的,而且很弱。射流散开并沿空穴表面移向下游。这种流体运动,同具有波状振荡的空穴表面上粘性边界层所引起的能量损失有关,并且同使非定常击波空穴区域中的反压减小的水力损失有关,非定常击波空穴在空穴的后部闭合,吹入空穴以保持所需减压 $p_c < p_\infty$ 的气体也在该区域被排出。

计算表明, σ 相当低时,按照D.A.Efros流动图案和D.P.Riabouchinsky流动图案(图6、7),物体前半部的流动和物体附近空穴中的流动,对于同一物体A是十分相似的;对于阻力来说也同样是正确的。

利用可以放在流动内并可以同物体A相连的物体B(图6),理论上有可能恢复物体B处的压力,并且有可能按这种方式在物体B处得到补偿阻力W的推力。在形成空穴的实际流动中,由于上述能量损失被用于把机械能转化成热,所以实际上并不形成回流射流;于是,引起阻力的这些损失在任何情况下都等于或大于 pQv_c 。

实际上,在高空蚀数 σ 情况下,当能量损失不足以抑制回流射流时,定常流动中不出现Efros流动图案。在高 $\sigma > 0$ 值情况下,我们可以希望在物体后得到部分地补偿阻力的推力,或者至少在物体后不致得到附加阻力(同物体前半部的阻力W相比而言)。目前提出了详细研究 $\sigma > 0$ 时空蚀流的问题,想要搞清楚空穴内损失的机制和搞清楚减小在物体会合的流体流动中能量损失的可能性。

在较高空蚀数 $\sigma > 0$ 情况下得到好的压力恢复似乎是吸引人的,这使我们可以得到物体在很深的水中运动的空蚀绕流。

上述流动图案表明,在速度不连续和有特殊射流形成的流动中,由于流线型物体形状同推进装置系统紧密相互作用着,推力和阻力的问题便形成一个统一的复杂问题。正如大家知道的,在近几十年间研究并考虑了船身—螺旋桨的相互作用。在最近的将来,将不仅需要考虑到各别设计的船舰各单元间的相互作用,而且需要设计一个统一的船身和推进装置系统。

目前,已经有了 $\sigma > 0$ 时物体后空穴性质的许多实验研究。主要结果是有关下列各量的数据:气体体积¹⁾流量比 Q/d^2v_∞ ,空穴中面的相对面积 D^2/d^2 ,空穴长宽比 l/D ,其中 d 是物体典型横向尺寸, l 是空穴尺寸, D 是空穴中面典型横向尺寸。实验表明,在给定的基本参数中,对于特定的空蚀器形状,下面几个参数最重要:空蚀数 σ ,佛罗德数 $Fr = v_\infty/\sqrt{gh}$,相对潜水深度 h/d 。在迄今为止已发表的文章中,主要注意力是想搞清楚从空穴中排出气体的机制和重力对空穴形状的影响。

在列宁格勒讨论会上,L.A.Epshtein 报告了用不同圆盘直径和圆锥角进行实验的主要结果如下:圆盘在水流中的典型图如图10。由于自由边界和重力的影响,铅直截面上的空穴形状是非对称的。在低 σ 值和 Fr 值时,空穴后形成两个涡旋;大部空气流量是通过这些涡旋发生的。在这些流动状态中,把充满空气的涡旋拉长乃是空气流量进入空穴的主要原因。在低 σ 值和 Fr 值时空穴纵向和横向尺寸变形图见图11。当 σ 或 Fr 增加时,重力对空穴形状及对气体排出的影响减小。

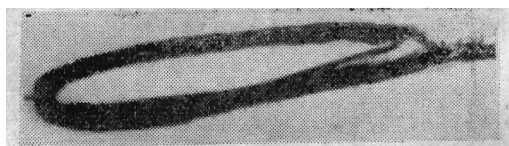


图10 在水槽中拖动的绕流($\sigma = 0.17, Fr = 7.5$)

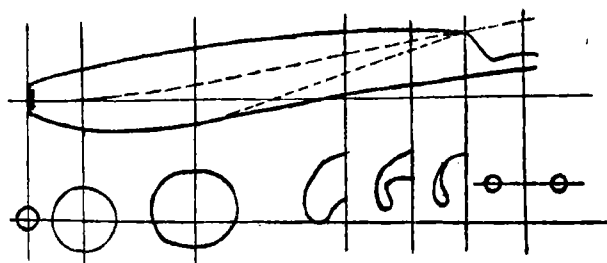


图11 在低 σ 和 Fr 时有两个涡旋形成的纵向空穴变形

表征实验上得到的空穴内气体损失的典型曲线见图12。实验在圆水槽(其半径比模型尺寸和空穴尺寸大)中进行,盛着水的水槽绕水平轴旋转。模型固定在水槽底上。在这种实验中,作用于水上的离心力,起着增加重力的作用。

按照基尔希霍夫流动,阻力系数 C_{x0} 对应于给定物体的阻力,即在 $\sigma = 0$ 和 $Fr = \infty$ 时 $C_x = C_{x0}$ (C_{x0} 先在别的实验中确定)。

用锥体进行的实验表明,图12中给出空气流量同 σ 的关系曲线,其几乎铅直的一支的位置,依赖于 Fr 数及相对潜水深度;可是,显然其位置实质上依赖于物体周线的几何形状。图12中曲线的铅直的一支对应于空穴后部转变成两个空的涡旋所引起的空气流量。至于曲线的水平部分,则对应于分离部分和水滴撞击空穴后形成空泡二者所发生的气体排出。这种机制也依赖于包围空穴的射流表面的会合条件。在这些表面处,小的

1) 在下面,气体体积 Q 是在水温 and 空穴压力 P_c 下确定的。

振荡和空穴的整体振荡都发展起来。在列宁格勒讨论会上，J.M.Michel报告了楔体后流动的平面问题情形中关于这些振荡的很有兴趣的实验数据。

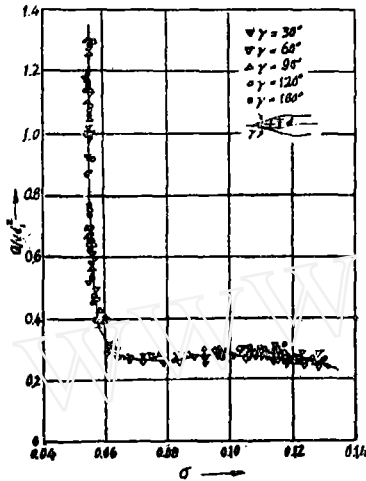


图12 在相对潜水深度 $h/d_1=5.6$ 和弗罗德数 $Fr = v/\sqrt{gd_1}=13.3$ 都不变的情况下，在 $v=30$ 米/秒， $d_1=d\sqrt{C_{x0}}=5.4$ 毫米， $j=g+j_g$ 时，各种锥体的空穴中的气体流量，这里 C_{x0} 是基尔希霍夫流动的阻力系数（ $\sigma=0$ 和 $Fr=\infty$ 时）， g 是重力加速度， j_g 是有水流过模型的旋转水槽的离心加速度。

在L.A.Epshtein建立并在实验上证实的许多普遍规律中，让我们注意空穴长度方面的一些重要数据。这些数据表示在图13的曲线上。给定形状的物体的相对空穴长度，依赖于自由流中的速度和压力，依赖于空穴压力 p_c 。对于小尺寸试验物体和高 Fr 数，此依赖关系特别明显和稳定。在这些关系的基础上，V.P.Karlikov, V.P.Fedchenko, G.I.Sholomovich发展了测量水流中速度分布的一个简单的方法。流动中的速度分布可以靠很好地观察空穴的大小来判定，此空穴在横向伸入流动的细金属丝后形成。图14是横向伸入流动的金属丝后的空穴和主流中的大空穴的图形。这样便得到空穴附近速度分布的清晰的图形（在本情形中 $\sigma > 0$ ）。

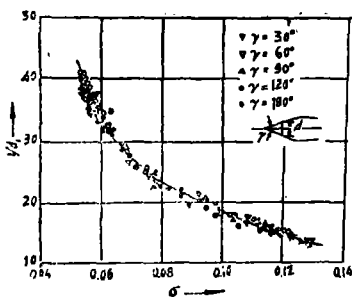


图13 锥体后空穴长宽比（与图12同样条件下）

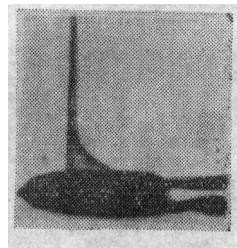


图14 表示流速分布的金属丝后的下游空穴长度

在已发表的文章中，也有研究和阐明许多其他典型效应如雷诺数、表面张力和潜水深度等影响空穴行为的结果。得到了某些流动区域中空穴振荡的基频以及与此有关的为保持固定 σ 值所需的流量的变化。

实验表明,一般说来,对于回转体,空蚀器头部形状的影响仅仅由参数 $d_1 = d\sqrt{C_{x0}}$ 给定,其中 d 是出现流动分离处的圆的直径, C_{x0} 是按基尔希霍夫流动图案在 $\sigma = 0$ 和 $Fr = \infty$ 时对应的阻力系数。

但是,射流表面的品质和它们的光滑度同分离线处离开物面的边界层的特性有关,并且部分地同进入空穴的空气的供给方法有关。在这方面,头部形状在一般情况下可以影响包围空穴的射流表面的振荡,从而影响在空穴后部会合的射流,并且因此影响提供所需压力 p_0 的气体流量。在实际情况中,发展了一些方法来减小在物面后部闭合的空穴处气体的比流量,也发展了一些方法来获得升力。G.S.Migirenko, G.S.Kozyuk, L.I.Mal'tsev, V.I.Mikuta, B.G.Novikov 在列宁格勒讨论会上共同提出的文章讨论了这个课题。

目前,除实验研究外,对具有流动分离和形成由常压面包围的空穴的物体,系统地进行了其平面绕流和轴对称绕流的数值计算。A.K.Kuznetsov, O.M.Kiselev, L.M.Kotlyar 和 A.G.Teret'ev 合作的文章, V.A.Barabanov, A.A.Butuzov, A.N.Ivanov 和 I.A.Titov 合作的文章,以及 P.R.Garabedian 的文章,都讨论了这种计算。关于计算具有空穴形成的物体的不可压缩理想流体绕流,在 G.Birkhoff 的文章中可以找到对各种数值方法的优点所作的详细评述和讨论。

借助于在与基本上平动的物体运动速度方向正交的平面横截面上独立的平面平行流动假设, G.V.Logvinovich 提出了计算物体后空穴形状和水的运动的有效近似方法。借助于对以不变速度或仅仅大小变化的速度运动的平动物体作数值分析的近似方法,得到了最好的结果。这种计算水的非定常运动的近似方法,用来确定物体后的空穴形状直到空穴闭合,用来确定物体铅直入水时作用于其上的力的大小。

为了弄清楚鱼在游动时补偿所受阻力的水动力吸力的性质, G.V.Logvinovich 及其后其他作者们,成功地应用了对应于具有某些固有附加简化的平面横截面理论的数值方法。现已搞清楚,30年代分析过的机翼前缘处的吸力所产生的振翼推力,同鱼的吸力是类似的。这种力,是由于沿鱼体传播的波状横向运动在鱼背上产生的。这里应当指出, G.V.Logvinovich 的工作是在 M.A.Lavrent'ev 和 M.M.Lavrent'ev 的工作之后进行的,后二人分析了鱼产生推力的某些可能的来源。

最后,让我们很简要地讨论一下水的撞击和固体物体高速入水的特点。

30年代以来,有许多实验致力于研究这些现象,发展了一般理论,设计了近似数值方法。比较注意于把作用于物体上的撞击力确定为入水条件的函数,即主要是物体相对于水的速度的函数;在浸水面对水动力的影响和撞击物体动力性质对水动力的影响方面,得到了有价值的数值。

最近,在物体撞击水的情况下,确定了自由面上有大气空气或某种其他气体存在,可能对物体浸水面的边缘附近喷出细射流的运动很重要。图15是这种射流的照片。从照片中我们也可以看出,在物体入水处,物体后形成空穴。空穴形状的发展和空穴的闭合,实质上同水与在自由面上运动着的气体之间的相互作用有关。

实验上已确定,尽管事实上等于空气和水的密度比的那个影响参数是小的,其量级为 $10^{-3} - 10^{-4}$,但此参数对喷雾状射流的行为的影响是重要的。实验上还确定,对各种

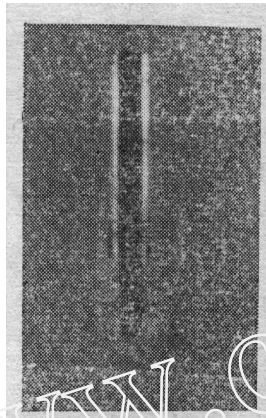


图15 入水的柱体,速度15米/秒,空气压力1大气压,柱体直径53毫米。

气体(空气、氦和弗利昂)来说,气体同水的密度比在此现象中是重要的,而水面上各种气体的压力差则只是第二位重要的。许多作者的著作中注意到了这个事实,但小密度效应的机制迄今尚未搞清楚。为了解释这种现象, Yu. L. Yakimov 分析了在落体的棱边附近形成射流及其发展的规律。理论上搞清了可以近似地把此现象看成是自相似的。近似地同气体密度成正

比的空气动力,影响着在射流上部运动着的流体质点,并依赖于落体的速度,依赖于实质上大于物体入水速度的射流中的流体速度。

图16和17是自由落下的平底棱柱体的棱边附近形成的射流的闪光照片(运动是近似于平面平行的),这些照片是 Yu. L. Yakimov 在莫斯科大学力学研究所得到的。对同时刻的这种照片的比较表明,流体射流运动可以看成是自相似运动。

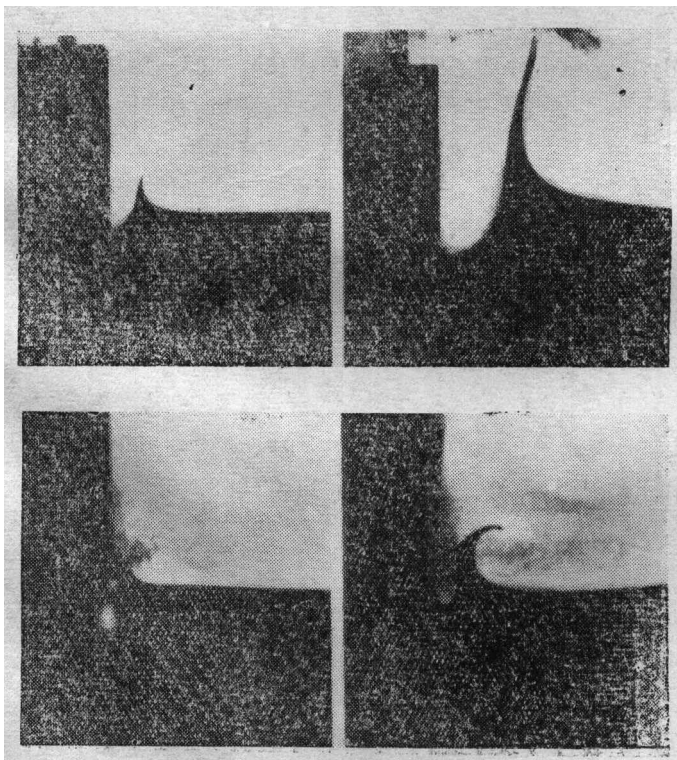


图16 尖锐棱边物体
撞击水处的射流外貌
(宽140毫米,速度
4.5米/秒,空气压力
0.05大气压)

图17 尖锐棱边物体
撞击水处的射流(宽
140毫米,速度7.5米
秒,空气压力1大气
压)

参 考 文 献

- Ackeret, J.: *Techn.Mech.und Thermodynamik* 1 (1930) 1—22, 63—72.
- Akulitchev, V.A., et al.: *Proc. 7th Intern.Congr.Acoustics* 1971, Vol.2, Budapest 1971, 481—484.
- Barabanov, V.A., et al.1)
- Besant, W.H.: *Hydrostatics and hydrodynamics*. Cambridge, 1859.
- Birkhoff, G.: *Hydrodynamics*. 2nd ed. Princeton University Press 1960.
- Birkhoff, G., Zarantonello, E.N.: *Jets, wakes and cavities*. Academic Press 1957.
- Birkhoff, G.1)
- Butuzov, A.A.: *Mekhanika zhidkosti i gaza* 2 (1966) 167—170.
- Chaplygin, S.A.: *Trudy otdeleniya fizicheskikh nauk obshchestva tyubitelei estestvoznaniya* 10 (1899) 35—40 (Complete works, Vol.1, Leningrad 1933, 254—263).
- Cole, R.H.: *Underwater explosions*. Princeton University Press 1948.
- Efros, D.A.: *Doklady, Acad.Sci.SSSR* 51 (1946) 263—266.
- Epshtein, L.A., Blyumin, V.I.: *Trudy, Central Aero-Hydrodynamic Institute* 950 (1965) 3—40.
- Epshtein, L.A.1)
- Field, J.E.1)
- Flynn, H.G.: *Physics of acoustic cavitation in liquids*. Physical Acoustics, Vol.1 B. Academic press 1964, 57—172.
- Flynn, H.G.1)
- Garabedian, P.R.1)
- Gilbarg, D.: *Jets and cavities*. *Encycl.Phys.*, Springer 1960, 311—443.
- Heuckroth, L.E., Glass, I.I.: *Phys.Fluids* 11 (1968) 2095—2107.
- Hickling, R., Plesset, M.S.: *Phys.Fluids* 7 (1964) 7—14.
- Johnson, V.F.1)
- Karlikov, V.P., Fedchenko, V.P., Sholomovich, G.I.: *Author's certificate SSSR, No.224929*.
- Kogarko, B.S.1)
- Kornfeld, M., Suvorov, L.: *J.Appl.Phys.* 15 (1944) 495—506.
- Kuznetsov, A.V., Kiselev, O.M., Kotlyar, L.M., Terent'ev, A.G.1)
- Lang, T.G., Patrick, H.V.L.: *ASME Paper* 64—WA/UNT—5 (for meeting 29.XI—4.XII.1964).

- Lauterborn, W.¹⁾
- Lavrent'ev, M.A., Keldysh, M.V., Markushevich, A.I., Sedov, L.I., Lotov, A.B.: Trudy, Central Aero Hydrodynamic Institute, 1935, No.152.
- Lavrent'ev, M.A.: Uspekhi matematicheskikh nauk 12 (1957) 41—56.
- Lavrent'ev, M.A., Lavrent'ev, M.M.: Zhurnal prikladnoi mekhaniki i tekhnicheskoi fiziki 4 (1962) 3—9.
- Logvinovich, G.V.: Uchenye zapiski, Central Aero Hydrodynamic Institute 1 (1970) 11—17.
- Logvinovich, G.V., Epshtein, L.A., Gurevich, M.I., Stepanov, G.Yu.: Papers in "Mechanics in the USSR during 50 years", Vol.2, Moscow 1970.
- Logvinovich, G.V., Yakimov, Yu.L.¹⁾
- Michel, J.M.¹⁾
- Migirenko, G.S. et al.¹⁾
- Plesset, M.S., Hsieh, D.Y.: Phys. Fluids 7 (1964) 1099—1108.
- Plesset, M.S.: Phil. Trans. Roy. Soc. London A 260 (1966) 241—244.
- Plesset, M.S.: Naval Hydrodynamics, 1970, Publ. 515, Ch. XII.
- Plesset, M.S., Chapman, R.B.: J. Fluid Mech. 47 (1971) 283—290.
- Rayleigh, Lord: Phil. Mag. 6/34 (1917) 94—98.
- Riabouchinsky, D.P.: Proc. 3rd Intern. Congr. Appl. Mech. Stockholm 1930, Vol. 1, 1931, 137—158.
- Sedov, L.I.: Trudy, Central Aero-Hydrodynamic Institute, 1934, No.187.
- : ibidem, 1936, No.252.
- : ibidem, 1937, No.325.
- : Trudy (Proceedings), Conference on wave resistance, Central Aero Hydrodynamic Institute, 1937, 7—30.
- : Two dimensional problems in hydrodynamics and aerodynamics, 2nd ed., Moscow 1966. English translation of the 1st ed., Wiley 1965.
- Silberman, E., Song, C.S.: J. Ship Research 5 (1961) 13—33.
- Solomon, L.P., Plesset, M.S.: Intern. Shipbuild. Progr. 14 (1967) 98—103.
- Taylor, G.I.: Proc. Roy. Soc. London A 313 (1969) 453—475.
- Thiry, R.: Ann. Ecole norm. (3) 38 (1921) 229—339.
- Tkachev, L.G., Shestakov, V.D.: Akustichesky zhurnal 18 (1972) 433—440.
- Trilling, L.: J. Appl. Phys. 23 (1962) 14—17.

Wagner, H.: ZAMM 12 (1932) 193—215.

van Wijngaarden, L.: J. Fluid Mech. 33 (1968) 465—474.

Wu, T.Y., Whitney, A.K., Brennen, C. 1)

Zhukovsky, N.E.: Matematichesky sbornik 15 (1890) 121—276 (Complete works, Vol. 3. Moscow-Leningrad, 1936, 195—341).

Zwick, S.A., Plesset, M.S.: J. Math. and Phys. 33 (1955) 308—330.

译自: Sedov, L., High speed water motion, Theoretical and Applied Mechanics (Proc. 13th Intern. Congr. Theor. and Appl. Mech., Moscow 1972), Eds: E. Becker, G.K. Mikhailov, Springer-Verlag 1973.

(董务民译)

1) See: Non steady flow of water at high speeds (Proceedings of the IUTAM Symposium held in Leningrad, June 22—26, 1971). Moscow, Nauka 1972.