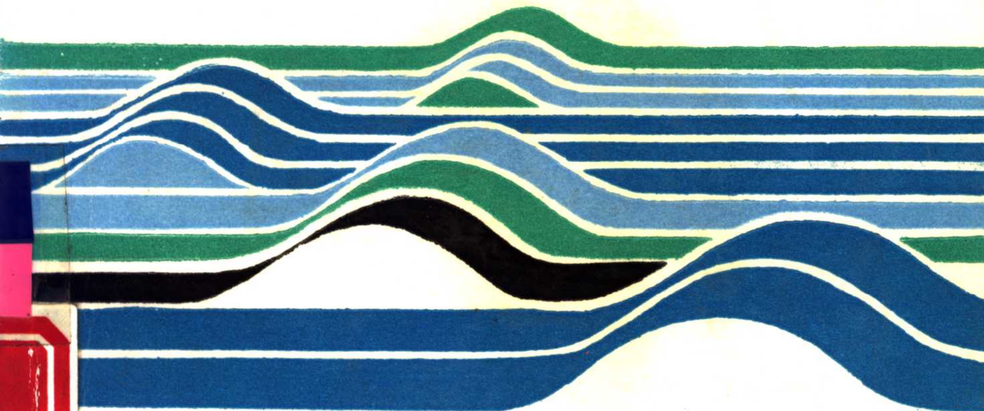
流体不变论

LIU TI BU BIAN LUN

廖铭声 著



上海科学技术文献出版社

流体不变论

廖铭声 著

上海科学技术文献出版社

(沪)新登字 301 号

责任编辑：陆中伟

流 体 不 变 论

廖铭声 著

*

上海科学技术文献出版社出版发行

（上海市武康路 2 号 邮政编码 200031）

全 国 新 华 书 店 经 销

上海科技文献出版社昆山联营厂印刷

*

开本 787×1092 1/32 印张 4 字数 97,000

1993 年 9 月第 1 版 1993 年11月第 1 次印刷

印数：1—1,200

ISBN 7-5439-0280-X/O·83

定价：10.00 元

《科技新书目》 299-291

内 容 简 介

本书提出的“流体不变论”，内容涉及面广，有气体、液体、波浪理论，粘性流体理论，船舶横摇计算公式，并给出了声速公式的各种表现形式，还有许多应用实例。本书适合于流体力学，物理学研究人员，以及与流体力学有关的工程技术人员，研究生，大学生等参考。

THE THEORY OF INVARIANCE OF FLUID

Abstract

We have expanded the principle of invariance of the speed of light in this book, which Einstein had announced in his theory of relativity. We changed it into the principle of invariance of the speed of total wave. And then we used it to build the new theory of fluid. For this reason, we named this book "the theory of invariance of fluid". The foundation of the book is two hypothesises.

The first is the hypothesis of invariance of the speed of total wave. We can determine the speed of total wave in the same continuous medium and it is a constant "a_0" in all inertial systems. The speed of total wave has nothing to be with whether the source of wave moves or not. The speed of total wave equals the speed of wave for zero velacity of the fluid.

The second is the hypothesis of invariance of the laws that the fundamental laws of hydromechanics ought to be same mathematical forms in different inertial systems.

The theory has been used in a wide field, such as the pneumatics, the motion of liquid, the theory of wave, the theory of shock wave, the viscous fluid, the calculation of roll of ship and the formula of the speed of sound has been expressed in various forms.

The book says that the motion of fluid can be expressed by means of the forms of Maxwell equations. Otherwise, it has given some examples of using the new theory.

目　　录

一、绪　　论

所谓流体，就是具有流动性的物体。强调它的流动性，以及它的形状的多变性。一个人不可能两次通过同一条河，说的是河流是瞬息万变的。但辩证法却认为变中有不变。流体不变论是研究流体不变性方面的理论。流体运动主要有两个不变性：① 总波速的不变性，② 流体力学基本定律在坐标变换下，其数学形式的不变性。这两个不变性，提升为原理可表述如下：① 总波速不变原理——在任一惯性系中，测得的同一连续介质的总波速都是 a_0，与波源的运动无关。② 定律不变性原理——在两个作匀速运动的坐标系中，流体力学基本定律具有相同的数学形式。

总波速包括总声速（驻点声速）、水自由面上的驻点波速、光速等。

流体不变论是为推广爱因斯坦相对论中的光速不变原理，把它改成总波速不变原理而建立起来的。推广后的相应的洛伦兹变换，称它为新洛伦兹变换。

首先把流体力学基本方程化成最简数学形式，然后对它们作新洛伦兹变换，考虑到其中的连续性方程及动量方程，这两个方程中的单位体积的动量 $\boldsymbol{Q}'$ 相等，即可得到许多流体力学最新公式。特别地在流体无粘性的假设下，可导出伯努里-拉格朗日方程，理想气体状态方程，波动方程，还可得到改进型的声速公式等。即使在粘性不能忽略的情况下，也只要知道流动速度的数学模型，就可算出应力张量的各个分量。反之，已知应力也可

通过一阶线性偏微分方程组，求得流体的运动状态，而不必去求解复杂的非线性偏微分方程组。例如，求粘性流体的圆管流动的双参数阻力系数问题，求圆球绕流问题的阻力系数问题等。另外，根据总波速不变原理，还可导出粘性流体的流速计算公式。

根据流体不变论可得到新的船舶横摇计算公式，以及水箱小孔出流的流速及流量计算公式，其结果都与实际相符合。因为当水具有自由面时，可选择自由面总波速为参考速度，故在自由面附近，水可认为是二维易压缩的。易压缩的流体空间是相对空间——黎曼空间。流体的压缩性是相对的、可变的，在三维空间中易压缩的，在四维空间中可认为是不易压缩的。在三维空间中不易压缩的流体，有时可认为是二维易压缩的，例如自由面附近的水。当然，当流速与所选定的总波速之比，可看成是无穷小量时，这种流体也可近似看成不易压缩的。在不易压缩的假设下，可应用牛顿力学。当有自由面时，水可认为是二维易压缩的。当水从高处自由下落时，其速度很容易就接近自由面的总波速。当流速趋于这总波速时，作为二维易压缩的水，其横截面面积将趋于零，即水从高处自由下落时，其流线的连续性将受到破坏。这就是瀑布和喷水池的喷水流线不连续现象的产生原因，以及在浅水中超波速船产生飞溅的原因。

狭义相对论是高速运动过程的理论，它是相对于光速而言的。当引入水面总波速、空气总声速、水声总声速及光速(也许可称总光速)等多种参考速度之后，"高速运动过程"就必须选定参考速度之后才有意义。究竟选择哪种参考速度，需视问题的情况而定。可见"高速运动过程"只有相对的意义。且光速不是绝对的、唯一的极限速度。例如，空气质点的流速不能超越空气总声速，而水声总声速可以超越空气总声速。水中流体质点的流速无法超越水声总声速，但光速可超越于它。相对于总波速

而言，流体不变论也是“高速运动过程”的理论。

总波速 a_0 只和单位质量的总能量有关。单位质量的总能量愈多，总波速 a_0 就愈大。由于总能量可以取任意的数值，因此总波速 a_0 的数值，虽然是有限的，但却是没有像光速那样不可超越的限制的。

流体不变论，导出了更为完美的波浪理论和气体中的激波理论。流体不变论，由于其允许具有多种参考速度，因此是另一种意义上的广义相对论。在动量方程中有质量力这一项，因而能导出等效原理和广义相对论线元公式。在面力与位变加速度之和远小于时变加速度的假设下，能导出质量力场流体不变论方程组。这个方程组与电磁场中的麦克斯韦方程组在数学形式上完全相同，即引力场与电磁场具有统一的方程组。

把气体不变论的结果，代入热力学中的熵函数，可得到十分有趣的结果：当流速减少时，熵值是增加的（增熵）；而当流速增加时，熵值是减少的（减熵或称负熵）。即是说，当气体从动态走向静态时，是增熵；静态走向动态时是负熵。负熵表示气体质点从无序状态，向有序状态转变；增熵则相反。除孤立系统是增熵系统之外，在无限大的宇宙中，增熵、负熵，还有等熵是同时存在的，并互相转化，处于对立统一之中。所以“热寂说”是不正确的。在动态气体中，负熵的存在与目前的最新科学（协同学、耗散结构理论、非平衡态热力学等）所提出的负熵理论结果是一致的。

时间与空间是物质的存在形式。它们的大小完全由物质的性质和状态所决定。时空是相对的，当物质流速增大时，其空间缩小，其时间膨胀。气体有气体的时空，液体有液体的时空。我们平常所说的时空是抽象的时空，它们的大小与具体的物质性质和状态无关，是绝对的牛顿时空。其三维空间由欧几里德几

何所描述。这种时空只适用于流体的特殊形式——不可压缩流体或刚体。

由流体不变论可导出真实流体状态方程和声速公式，它们适用于流动状态即非平衡态的粘性气体和液体。甚至这声速公式还可合理地过渡到固体。传统声速公式要被更正。

二、流体力学基本方程的最简数学形式

流体力学方程中最基本的是连续性方程、动量方程及能量方程。这三个方程分别包括了质量守恒、动量守恒、能量守恒这三个定律。其微分形式可写成：

$$
(\mathrm{A})\begin{cases}
\dfrac{\partial\rho}{\partial t}+\operatorname{div}(\rho\boldsymbol{v})=0 & (2\text{-}1)\\[2ex]
\rho\dfrac{d\boldsymbol{v}}{dt}=\rho\boldsymbol{F}+\operatorname{div}P & (2\text{-}2)\\[2ex]
\rho\dfrac{d}{dt}\left(\dfrac{V^2}{2}+U\right) & \\
\qquad=\rho\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{v}+\operatorname{div}(P\boldsymbol{v})+\operatorname{div}(k\operatorname{grad}T)+\rho q_1 & (2\text{-}3)
\end{cases}
$$

式中

ρ——密度

$\boldsymbol{v}=(u,\ v,\ w)$——流速

P——应力张量

V——速率

U——内能

T——温度

k——热传导系数

$\boldsymbol{F}$——单位质量的质量力矢量

q_1——辐射或其它原因交换的热量

现把方程组(A)改写成最简数学形式。首先令

$$\boldsymbol{Q}=\rho\boldsymbol{v}\text{——单位体积的动量} \tag{2-4}$$

由(2-1), (2-4)有

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{Q}=0 \tag{2-5}$$

式中 $\nabla=\frac{\partial}{\partial x}\boldsymbol{i}+\frac{\partial}{\partial y}\boldsymbol{j}+\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{k}$——哈密顿算子

(2-5)即为连续性方程的最简数学形式。下面化简动量方程，不妨设

$$\rho\boldsymbol{F}=\operatorname{div}A \tag{2-6}$$

式中

$$A=\begin{pmatrix} A_{xx} & A_{xy} & A_{xz} \\ A_{yx} & A_{yy} & A_{yz} \\ A_{zx} & A_{zy} & A_{zz} \end{pmatrix}\text{——质量力等效张量} \tag{2-7}$$

把(2-6)代入(2-2)有

$$\rho\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}=\operatorname{div}(A+P) \tag{2-8}$$

因为

$$\rho\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}=\frac{d\boldsymbol{Q}}{dt}-\boldsymbol{v}\frac{d\rho}{dt}=\frac{d\boldsymbol{Q}}{dt}-\boldsymbol{v}\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}+\boldsymbol{v}\cdot\nabla\rho\right) \tag{2-9}$$

把(2-5)代入(2-9)有

$$\rho\frac{d\boldsymbol{v}}{dt}=\frac{\partial\boldsymbol{Q}}{\partial t}+\nabla\cdot(\boldsymbol{Q}\boldsymbol{v}) \tag{2-10}$$

式中 $\boldsymbol{Q}\boldsymbol{v}$——并矢张量

把(2-10)代入(2-8)有

$$\frac{\partial\boldsymbol{Q}}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{R}=0 \tag{2-11}$$

式中

$$R=\boldsymbol{Qv}-A-P=\begin{pmatrix}\boldsymbol{R}_x\\\boldsymbol{R}_y\\\boldsymbol{R}_z\end{pmatrix}$$

$$=\begin{pmatrix}Q_x u-A_{xx}-p_{xx} & Q_y u-A_{xy}-p_{xy} & Q_z u-A_{xz}-p_{xz}\\Q_x v-A_{yx}-p_{yx} & Q_y v-A_{yy}-p_{yy} & Q_z v-A_{yz}-p_{yz}\\Q_x w-A_{zx}-p_{zx} & Q_y w-A_{zy}-p_{zy} & Q_z w-A_{zz}-p_{zz}\end{pmatrix}\tag{2-12}$$

$$\boldsymbol{R}_x=(Q_x u-A_{xx}-p_{xx},\ Q_y u-A_{xy}-p_{xy},\ Q_z u-A_{xz}-p_{xz})\tag{2-13}$$

$$\boldsymbol{R}_y=(Q_x v-A_{yx}-p_{yx},\ Q_y v-A_{yy}-p_{yy},\ Q_z v-A_{yz}-p_{yz})\tag{2-14}$$

$$\boldsymbol{R}_z=(Q_x w-A_{zx}-p_{zx},\ Q_y w-A_{zy}-p_{zy},\ Q_z w-A_{zz}-p_{zz})\tag{2-15}$$

R——广义应力张量

(2-11)即为动量方程的最简数学形式。

最后，化简能量方程(2-3)，设质量力 $\boldsymbol{F}$ 有势

$$\boldsymbol{F}=-\nabla\widetilde{V}\tag{2-16}$$

式中 $\widetilde{V}$——质量力 $\boldsymbol{F}$ 的势函数

由(2-6)有

$$\rho\boldsymbol{F}\cdot\boldsymbol{v}=-\rho\boldsymbol{v}\cdot\nabla\widetilde{V}=-\rho\frac{d\widetilde{V}}{dt}+\rho\frac{\partial\widetilde{V}}{\partial t}\tag{2-17}$$

在(2-16)两边对 t 求偏导，并设

$$\frac{\partial\boldsymbol{F}}{\partial t}=-\nabla\left(\frac{\partial\widetilde{V}}{\partial t}\right)=0\tag{2-18}$$

对(2-18)进行空间积分有

$$\frac{\partial\widetilde{V}}{\partial t}=f(t)\tag{2-19}$$

式中　$f(t)$——任意 t 的函数

把(2-19)代入(2-17)，然后再把(2-17)代入(2-3)得到

$$\rho\frac{de}{dt}=\nabla\cdot(P\boldsymbol{v}+k\,\mathrm{grad}\,T)+\rho q^{*} \tag{2-20}$$

式中

$$e=\frac{V^2}{2}+U+\widetilde{V} \tag{2-21}$$

$$q^{*}=q_1+f(t) \tag{2-22}$$

考虑到(2-5)有

$$\begin{aligned}\rho\frac{de}{dt}&=\frac{d(\rho e)}{dt}-e\frac{d\rho}{dt}\\&=\frac{d(\rho e)}{dt}-e[-\nabla\cdot(\rho\boldsymbol{v})+(\boldsymbol{v}\cdot\nabla)\rho]\\&=\frac{\partial(\rho e)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho e\boldsymbol{v})=\frac{\partial E}{\partial t}+\nabla\cdot(E\boldsymbol{v})\end{aligned} \tag{2-23}$$

式中

$$E=\rho e=\rho\left(\frac{V^2}{2}+U+\widetilde{V}\right) \tag{2-24}$$

把(2-23)代入(2-20)有

$$\frac{\partial E}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{H}=J \tag{2-25}$$

式中

$$\boldsymbol{H}=(H_x,\ H_y,\ H_z)=E\boldsymbol{v}-P\boldsymbol{v}-k\,\mathrm{grad}\,T \tag{2-26}$$

$$H_x=Eu-p_{xx}u-p_{xy}v-p_{xz}w-k\frac{\partial T}{\partial x} \tag{2-27}$$

$$H_y=Ev-p_{yx}u-p_{yy}v-p_{yz}w-k\frac{\partial T}{\partial y} \tag{2-28}$$

$$H_z=Ew-p_{zx}u-p_{zy}v-p_{zz}w-k\frac{\partial T}{\partial z} \tag{2-29}$$

$$J=\rho q^{*} \tag{2-30}$$

(2-25)即为能量方程的最简数学形式。

从以上结果可把方程组(A)改写成方程组(B):

$$
(\mathrm{B})\begin{cases}\dfrac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{Q}=0 & (连续性方程) \quad (2\text{-}31)\\ \dfrac{\partial\boldsymbol{Q}}{\partial t}+\nabla\cdot R=0 & (动量方程) \quad (2\text{-}32)\\ \dfrac{\partial E}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{H}=J & (能量方程) \quad (2\text{-}33)\end{cases}
$$

(B)就是流体力学基本方程的最简数学形式。

三、总波速不变原理及洛伦兹变换的推广

流体不变论的最基本假设是总波速不变原理：在任一惯性系中测得的同一连续介质的总波速都是a_0,与波源的运动无关。这里说的总波速包括空气及水的总声速(驻点声速)、水自由面上的驻点波速、光速等。

在狭义相对论中，洛伦兹变换的参考速度为光速c，而伽利略变换的参考速度为相对无穷大，其适用条件可表示为

$$
\frac{V^2}{c_1^2}\approx 0 \tag{3-1}
$$

即伽利略变换近似适用于流速远小于参考速度c_1的情况。参考速度c_1，除了选择光速c之外，还可选择水面波总波速，空气总声速或水声总声速等，视问题的情况而定。

设直角坐标系Σ为一惯性系，另一直角坐标系Σ'以匀速V_0沿公共正Ox轴相对于Σ运动。我们推广洛伦兹变换，把原参考速度c改为总波速a_0，定义新洛伦兹变换及其相应的偏导

数变换如下：

$$
\left\{
\begin{aligned}
&\left\{
\begin{aligned}
t&=\beta\left(t'+\frac{V_0}{a_0^2}x'\right)\\
x&=\beta(x'+V_0t')\\
y&=y'\\
z&=z'
\end{aligned}
\right.\\
&\left\{
\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}&=\beta\left(\frac{\partial}{\partial t'}-V_0\frac{\partial}{\partial x'}\right)\\
\frac{\partial}{\partial x}&=\beta\left(\frac{\partial}{\partial x'}-\frac{V_0}{a_0^2}\frac{\partial}{\partial t'}\right)\\
\frac{\partial}{\partial y}&=\frac{\partial}{\partial y'}\\
\frac{\partial}{\partial z}&=\frac{\partial}{\partial z'}
\end{aligned}
\right.
\end{aligned}
\right.
\tag{3-2}
$$

式中

$$
\beta=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V_0^2}{a_0^2}}}
\tag{3-3}
$$

以上我们看到在坐标变换中，V_0, a_0, β 均可看作常数。

四、流体力学基本方程不变性的证明

这里要证明的是流体力学基本方程的数学形式，在新洛伦兹变换下的不变性，即满足定律不变性原理。

现对流体力学基本方程(B)作新洛伦兹变换。首先对(2-31)作变换有

$$
\beta\left(\frac{\partial\rho}{\partial t'}-V_0\frac{\partial\rho}{\partial x'}\right)+\beta\left(\frac{\partial Q_x}{\partial x'}-\frac{V_0}{a_0^2}\frac{\partial Q_x}{\partial t'}\right)+\frac{\partial Q_y}{\partial y'}+\frac{\partial Q_z}{\partial z'}=0
\tag{4-1}
$$

整理后得到

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t'}+\nabla'\cdot\boldsymbol{Q}'=0 \tag{4-2}$$

式中

$$\rho'=\beta\rho-\beta\frac{V_0}{a_0^2}Q_x=\beta\rho\left(1-\frac{V_0u}{a_0^2}\right) \tag{4-3}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{Q}'&=(Q'_x,\ Q'_y,\ Q'_z)=(\rho'u',\ \rho'v',\ \rho'w')\\&=(\beta\rho(u-V_0),\ \rho v,\ \rho w)\end{aligned} \tag{4-4}$$

$$\nabla'=\frac{\partial}{\partial x'}\boldsymbol{i}+\frac{\partial}{\partial y'}\boldsymbol{j}+\frac{\partial}{\partial z'}\boldsymbol{k}$$

同样地对动量方程(2-32)作变换

$$\beta\left(\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial t'}-V_0\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial x'}\right)+\beta\left(\frac{\partial \boldsymbol{R}_x}{\partial x'}-\frac{V_0}{a_0^2}\frac{\partial \boldsymbol{R}_x}{\partial t'}\right)+\frac{\partial \boldsymbol{R}_y}{\partial y'}+\frac{\partial \boldsymbol{R}_z}{\partial z'}=0 \tag{4-5}$$

整理后得到

$$\frac{\partial \boldsymbol{Q}'}{\partial t'}+\nabla'\cdot R'=0 \tag{4-6}$$

式中

$$\boldsymbol{Q}'=\beta\boldsymbol{Q}-\beta\frac{V_0}{a_0^2}\boldsymbol{R}_x \tag{4-7}$$

$$Q'_x=\beta Q_x-\beta\frac{V_0}{a_0^2}(Q_xu-A_{xx}-p_{xx}) \tag{4-8}$$

$$Q'_y=\beta Q_y-\beta\frac{V_0}{a_0^2}(Q_yu-A_{xy}-p_{xy}) \tag{4-9}$$

$$Q'_z=\beta Q_z-\beta\frac{V_0}{a_0^2}(Q_zu-A_{xz}-p_{xz}) \tag{4-10}$$

R'——广义应力张量

广义应力张量 R'，仍用向量形式表示，我们注意到在变换中只有第一个向量 $\boldsymbol{R}_x$ 被改变，其余照旧，即