高等学校教学用書

爆震原理

Я. Б. 澤尔道維奇
А. С. 康巴涅耶茨
著

高等教育出版社

高等学校教学用書

爆震原理

Я. Б. 澤尔道維奇
А. С. 康巴逴耶茨 著
徐华舫 譯

高等教育出版社

本書系根据苏联国立技术理論書籍出版社（Государственное издательство технико-теоретической литературы）出版、澤尔道維奇（Я. Б. Зельдович）与康巴涅耶茨（А. С. Компанеец）合著的“爆震原理”（Теория детонации）一書1955年版譯出。原書經苏联高等教育部审定为高等学校教学参考書。

書中首先概述了气体动力学基础，然后分别闡述無損失的和有損失的爆震的理論，并叙述了濃集爆炸物的爆震和爆震产物的运动。

本書可供高等工業学校动力机械和国防工業类有关專業作教学参考書用，特别是对燃气輪机專業有参考价值；亦可供高等学校及科学研究机关与高速气体动力学有关的研究工作者作参考。

爆 震 原 理

Я. Б. 澤尔道維奇　А. С. 康巴涅耶茨著
徐华舫譯
高等教育出版社出版 北京琉璃廠170号
（北京市書刊出版業營業許可証出字第054号）
京华印書局印刷　　新华書店总經售

統一書号15010•621　開本850×1168 1/32　印張7 6/16　字數178.000　印數0001—1.500
1958年2月第1版　1958年2月北京第1次印刷　定價（10）¥1.10

序

爆震理論是气体动力学最重要的应用領域之一。自从爆震現象为人所發現之后不久，这种現象便获得以震波理論为基础的正确解釋。按照这种解釋說来，混合气在震波中溫度的提高引起了爆炸性的反应，反应所放出的能量支持爆震波向前推进。这样就建立了爆震的流体动力学理論。对爆震产物的运动作一定的假設（契浦門-儒格① 假設）并从这个假設出發，流体动力学理論才能够解釋爆震波的一个基本性質：在爆炸物（或混合气）的給定初始狀况之下，爆震波的速度是定值。

这里应該指出，关于爆震，除了正确的流体动力学理論之外，長时期以来存在着各种荒誕的解釋，这些解釋都是建立在对于反应傳播机構的錯誤概念上的。目前这些荒誕的企圖已經絕迹了。

爆震的流体动力学理論，在苏联科学院化学物理研究所很成功地發展起来了。有賴于該研究所的工作，契浦門-儒格假設才有了理論根据，按照这条假設，反应完畢时爆震产物中的当地音速恰等于对反应产物而言的爆震速度。亞音速情况之不可能，那是早就証明了的，至于超音速情况之不可能，現在也已弄清楚了，那是与爆震波中进行反应的条件有关系的。

在这个研究所的若干著作中，人們最感兴趣的螺旋爆震現象获得了解釋，这种螺旋爆震現象是發生在爆震極限附近的；还弄清楚了由燃燒轉变为爆震的特征及条件，發現了不常見的在人工粗糙管中爆震推进的情况；还闡明了在光滑管中爆震推进的極限范

① Чепмен-Жуг。

圍是很狹的，弄清楚了一系列在濃集爆炸物的爆震理論中具有重大意义的事实。

这本書是根据化学物理研究所的研究成果写出来的第一本有系統的爆震理論書籍。因此本書中的資料引証可能有某些不够充分的地方。

什理雅宾托赫 (И. Я. Шляпинтох) 为本書选擇了所引用的实驗数据，幷作了解說，沙道夫斯基 (М. А. Садовский) 和阿宾 (А. Я. Апин) 对書中資料的論述提出許多宝貴的批評意見，謹此一幷致謝。

Я. 澤尔道維奇， А. 康巴涅耶茨

目　　录

第一章 气体动力学基础

§1. 震波的基本理論

震波① 理論是研究爆震波理論所必需的基础，同时在了解爆炸的机械作用上也很重要。

用一个簡單的只用到力学定律的例子，就能得到震波理論的各主要方程。

設有一活塞以等速运动进入一直筒（圖 1)，压縮活塞前的液体或气体。任何扰动在介質里傳播都是有一定速度的，所以，在活塞前面必形成一段有限長度的已压縮介質区。圖 1 上，这便是包在活塞与 AA' 面之間的那塊地区。

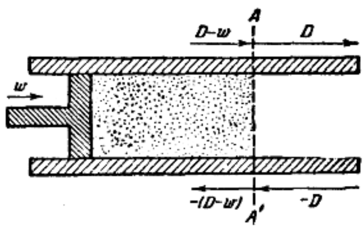

圖 1.

随着活塞的运动，AA' 面將以某个速度 D 对未經扰动的气体而移动。現在我們来找出把速度 D 同活塞移动速度和受压縮介質的熱力学性質連系起来的关系式。

我們假定压縮过程进行得很快，快到可以不計气体的热傳导，即可以不計已压縮气体傳給未压縮气体的和傳給筒壁的热量。此外，更不考虑气体的內摩擦。这一点在下列情况下就能成立：筒相当粗大，筒壁对大部分气体的运动沒有很大的影响。

因为我們已把 AA' 相对于筒壁的推进速度記为 D，所以，如

① 一名冲击波——譯者注。

果記活塞相对于筒壁的速度为 w, AA' 面相对于活塞的速度便是 $D-w$。 設 t 代表从压縮开始起算的时間，那末被活塞压縮过的一段介質总長度便是 $(D-w)t$。若 Φ 代表筒截面积，或說活塞面积也完全一样，那末已压縮过的介質体积便等于 $\Phi(D-w)t$。 而这些介質原先的体积是等于 ΦDt 的，因为活塞对筒和未压縮的气体而言，它的移动距离是 wt(圖 2)。

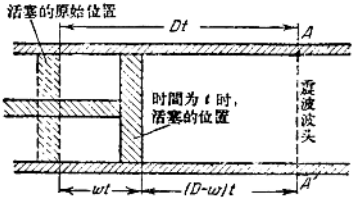

圖 2.

記介質的原始密度为 ρ_0，压縮后的密度为 ρ。那末 t 时間內被活塞压縮过的介質質量便是 $\rho\Phi(D-w)t$，显然这些質量又等于 $\rho_0\Phi Dt$。消去 Φt，进行压縮时的質量守恒定律便可写成:

$$\rho_0 D=\rho(D-w). \tag{1.1}$$

已压縮过的介質具有活塞的速度 w，这个速度絕不等于压縮区边界 AA' 相对于未压縮介質的推进速度。所以，$\rho_0 D\Phi t$ 这些質量一旦进入压縮过后的狀况，便具有了速度 w。按牛頓第二定律，質量乘速度变量便等于冲量，即等于力乘作用时間。記已压縮介質的压强为 p，未压縮介質的压强为 p_0. 則作用在活塞与 AA' 面之間那塊質量上的合力便等于 $(p-p_0)\Phi$，而 t 时間內的冲量便是 $(p-p_0)\Phi t$。

由此得

$$\rho_0 Dw=p-p_0. \tag{1.2}$$

由 (1.1)(1.2) 兩方程就可以求出 D 和 w 的表达式。首先从 (1.1)得

$$w=\frac{\rho-\rho_0}{\rho}D. \tag{1.3}$$

因为密度 ρ 大于密度 ρ_0，由(1.3)方程可見，D 与 w 的指向是相同

的。而如果活塞的动作是使气体膨脹的，卽运动方向与圖1上所画的箭头相反，那末 w 与 D 的指向便相反了。对这种情形需要作特别研究，因为这样一来，运动的特性本身就改变了（参看§2）。这相当于所謂膨脹波。現在把 w 的式子代入(1.2)，得：

$$D^2=\frac{\rho}{\rho_0}\frac{p-p_0}{\rho-\rho_0}, \tag{1.4}$$

$$w^2=(p-p_0)\left(\frac{1}{\rho_0}-\frac{1}{\rho}\right). \tag{1.5}$$

有时把密度改用單位質量的体积——比容 $v=\frac{1}{\rho}$ 来表示比較方便些；于是上兩式就成为

$$D^2=v_0^2\frac{p-p_0}{v_0-v}, \tag{1.6}$$

$$w^2=(p-p_0)(v_0-v). \tag{1.7}$$

把这兩个式子开方时，D 与 w 应取同号。

現在来写能量方程。

因为气体沒有放热出去，也沒有吸热进来，它的全部能量的变化自应等于外界对它所做的功。設 E_0 代表气体單位質量所具有的原始内能（有时称为热能），E 代表已压縮气体單位質量的内能。已压縮气体單位質量的动能是 $\frac{w^2}{2}$。整个已压縮气体的質量等于 $\rho_0 D\Phi t$，所以在压縮时，气体能量的全部变化等于 $\rho_0 D\Phi t\left(E+\frac{w^2}{2}-E_0\right)$。这个量应等于同一 t 时間内外力对气体所做的功。这份功是活塞做的，它以 $p\Phi$ 力对气体作用，走了距离 wt。

所以，能量方程是这样的：

$$\rho_0 D\left(E+\frac{w^2}{2}-E_0\right)=pw. \tag{1.8}$$

現在按(1.3)公式通过 D 来表示 w。此外，最好把方程中的密度用比容代替，并用(1.7)式来表示 w^2。这样便得

$$E-E_0=\frac{p+p_0}{2}(v_0-v). \tag{1.9}$$

有一点是很明显的：气体的能量变化与初始压强及最后压强的平均值成正比。这一点，在决定弱震波的不可逆程度时，是極重要的（参看§2）。

除能量外，往往用到所謂焓或热函数这个物理量，这个量和能量的关系如下：

$$H=E+pv. \tag{1.10}$$

按(1.9)和(1.10)兩式，焓的变化是这样一个式子：

$$H-H_0=\frac{v+v_0}{2}(p-p_0). \tag{1.11}$$

只要知道介質的热力学性質，就能把能量E表为压强和比容的函数，$E=E(p,v)$。把这个函数关系代入(1.9)，便得(p,v)面上一条曲綫的方程。这条曲綫以初始比容及初始压强为其参数。显然，这条曲綫必經过p_0, v_0点，这是因为把$p=p_0, v=v_0$代进去，必使(1.9)变为恒等式（可参看§3；(3.8)）。这条曲綫称为雨貢紐(Гюгонио)絕热綫。这条曲綫說明从給定的初始狀况p_0, v_0起，气体通过AA'面时用一次压縮的办法能达到哪些狀况。介質的密度和比容在AA'面上發生了突躍的变化。这种压縮称为突躍压縮，而AA'面即是震波。

不要以为这样的一种压縮过程是沿雨貢紐絕热綫进行的。恰恰相反，受突躍压縮的气体显然并不經过雨貢紐絕热綫上那些点所代表的p, v面上一系列狀况（参看后文）。雨貢紐絕热綫所給的是在已知初始狀况p_0, v_0之下，全部可能的压縮終了狀况p和v。

如果把突躍压縮过程分为兩步：由p_0开始，先到p'，然后再由p'到p，第二个波上介質的压强突躍是$p-p'$，这个波是在已被压强突躍为$p'-p_0$的波所压縮过的介質中进行的，則第二个波的初始狀况便是p', v'，这个v'是經第一波压縮过后的比容。但过p', v'

点并以該点为初始狀况的一条雨貢紐絕热綫与那条以 p_0, v_0 为初始狀况的雨貢紐絕热綫是并不重合的。因此，經第二个震波压縮后的終了比容 v''，一般說来并不等于 v，而是小于 v 的，这个 v 是用压强突躍为 $p-p_0$ 的一个震波把介質压縮到的比容值。

所以，突躍压縮和等熵压縮①是大不相同的。作等熵压縮时，終了狀况与过程分几步来进行是完全沒有关系的，而只决定于初始狀况和压强的全部变化。可見，等熵压縮是可逆的，而突躍压縮則是不可逆的。

在推导(1.4)，(1.5)，(1.9)和(1.11)諸方程时，对于受压縮介質的性質并沒做任何的假設。在把这些方程用于具体的介質之前，我們且將这些方程用另一种更概括些的方法表示出来。

我們把某种物理量的密流，規定为單位質量的該物理量乘以介質的密流。介質密流的本身便等于密度 ρ 乘介質的流速。这就是單位时間內流过与速度方向相垂直的一塊單位面积（1平方厘米）的質量流量。动量密流的算法与此类似。也就是說，因为質量 m 的动量是質量乘速度，所以單位質量的动量就等于速度。而單位时間內通过与流速方向相垂直的一塊單位面积（1平方厘米）的質量在数值上等于速度乘密度。那末，这些質量所具有的动量便等于質量乘速度的平方了。总起来說，任何一种物理量的密流必等于介質的密流 ρw 乘單位質量的該种物理量。

現在把密流的概念用到 AA' 面的运动上去。后面要証明到的是：在这个面的兩边極貼近它，可以划兩个控制面，气体的密度和速度的整个变化是在这兩个控制面之間極窄的地帶中进行的。如果不要詳細研究，这些物理量怎样从位于已压縮气体中的左側控制面上的情况，变到位于未压縮气体中的右側控制面上的情况，那末，整个的变化过程便可以看作是密度、压强和速度等突躍变化的

① 我們不把等熵压縮称为絕热压縮，以免与雨貢紐絕热綫相混淆。

推进。这种突躍，上面已經說过，称为震波。

圖 1 上表示一种最簡單的得到震波的方法。震波的一切方程都可以簡單地从質量、动量和能量三守恒定律推出来，办法是把这三条定律直接用于通过突躍兩側控制面的那些介質。

仍和以前一样，把波的推进速度記为 D。最好把坐标系改变一下，取作与波一同运动，这样比較方便。对这一坐标系而言，未經扰动的介質速度便是 $-D$(圖 1 下面的箭头)，而已压縮介質的速度是 $-(D-w)$。于是通过右側控制面的介質密流等于 $-\rho_0 D$，而通过左側控制面的介質密流是 $-\rho(D-w)$。使这兩个值相等，便又得方程(1.1)$\rho_0 D=\rho(D-w)$。

右边的动量密流等于 $\rho_0 D\cdot D=\rho_0 D^2$，左边的等于 $\rho(D-w)^2$。所以，單位时間內兩控制面之間的动量变化就是这兩个值之差。按牛頓第二定律这个差应該等于作用力，卽等于左右兩边的压强差 $p-p_0$。所以，对运动坐标系說来，(1.2)方程成这样

$$\rho_0 D^2-\rho(D-w)^2=p-p_0. \tag{1.12}$$

不难看出，这个方程同(1.1)一起就完全等于(1.2)方程，而且由这兩个方程解 D 和 w 还是得(1.4)和(1.5)兩式。

方程 (1.12) 可以看作是 $\rho_0 D^2+p_0$ 这个量在震波中的守恒关系。从这个方程的推导方法本身看得出，这个方程可以用于任何一个控制面，与控制面所在的位置無关。

关于能量守恒定律的式子也可以用同样的論述得出来。

按能量密流的定义，我們看到，从右边进去的能量是 $\rho_0 D\left(E_0+\right.$ $\left.+\frac{D^2}{2}\right)$，而从左边出来的能量是 $\rho(D-w)\left[E+\frac{(D-w)^2}{2}\right]$，兩控制面之間的能量变化必等于外力所做的功。單位时間內作用在單位面积上的功，等于作用在單位面积上的力(卽压强)乘單位时間內的移动距离(卽速度)。因此在右側控制面上功是 $-p_0 D$，而在

左側控制面上功是 $p(D-w)$。右側功的負号表示这是已压縮介質对未压縮介質所做的功。这样，我們便得到能量平衡关系：

$$\rho_0 D\left(E_0+\frac{D^2}{2}\right)-\rho(D-w)\left[E+\frac{(D-w)^2}{2}\right]=p(D-w)-p_0 D. \tag{1.13}$$

这个方程与(1.8)是等价的，这只要用上面(1.1)和(1.2)两式就很容易証明。这个方程显然可以表为下列的物理量守恒律：

$$E_0+\frac{D^2}{2}+\frac{p_0}{\rho_0}=E+\frac{(D-w)^2}{2}+\frac{p}{\rho}. \tag{1.14}$$

用焓来表示的同一条守恒律可以写为：

$$H_0+\frac{D^2}{2}=H+\frac{(D-w)^2}{2}. \tag{1.15}$$

从这个式子很容易导出(1.9)至(1.11)各式。

(1.14)和(1.15)两方程是在与波一起运动的坐标系上导出来的。在这种坐标系上，运动是定常的。而在定常运动下，柏努利定理总是应該成立的，按柏努利定理，單位質量的焓与动能二者之和应守恒。这就是方程(1.15)。在固定坐标系上，震波当然就不是定常运动了，柏努利定理就不能用。

按上面这样来考虑通过兩个控制面的气流，所得到的結論使我們多少得以从另一方面来看震波中的各种守恒律。我們無論在什么地方都不需要把左側控制面放在已压縮介質中很远的地方，远到那里的密度和压强都已达到标志突躍强度的最大値。我們可以把(1.1)，(1.12)，(1.13)三方程用于过渡区中任何一个面，以及右边未扰动区中任何一个未起变化的面，把这兩个面看作控制面。不过这时，p 所代表的就不是仅为狀况方程所决定的靜压强，而是某一种动压强了，这种动压强决定于介質在突躍压縮中狀况的变化方式，这是不可逆过程所特具的。在这里，压强的力学定义，即压强是作用在單位面积上的力，指向与面积相垂直这个定义，当

仍旧有效，因为牛顿第二定律中的力就是按这个定义用的。

所以，如果我們賦予方程(1.12)中的压强 p 以純力学的意义的話，那末(1.4)，(1.5)，(1.6)，(1.7)各式对于任何一对控制面都是可用的。但如果像我們所假定的那样波是定常的話，那末，D 值对于任何控制面說来都是同一数值，因而震波中比容便与压强成直綫关系变化，它由初始的 v_0 降为 v [参看(1.6)式]。在 (p, v) 圖綫上，这就得到一条通过給定的 p_0, v_0 点的直綫。这时，代表震波中能量变化的(1.9)式便有了一种簡單的几何意义，它就是以 p 和 p_0 为上下底，以 v_0-v 为高的一塊梯形的面积(圖 3)。因此，如果 p 是指总共的力学压强，即包括静压和非静压兩部分，那就有这样一个关系存在：$dE=-pdv$①。

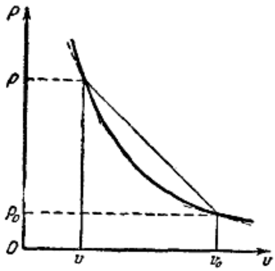

圖 3.

非静压部分是这样来的：气体比容和其他的热力学量的变化不是無限緩慢，而是具有一定速度的。这时，压强便不仅决定于比容的瞬間值，而且还决定于比容怎样随时間变化的全部过程。例如，如果比容的变化不是太快的話，压强便决定于比容的瞬間值，并决定于比容的变化速率。此外，如果压强不是静压强的話，那末就不能認为它与作用面的方向無关，即巴斯卡定律不成立。

但是，不管震波推进时所發生的是个怎样的不可逆过程，只要給定震波的速度，那末初始狀况和終了狀况便是完全互相决定的。

① 在澤尔道維奇(Я. Б. Зельдович)著的"震波原理及气体动力学引論"(苏联科学院出版社，1946)一書第89頁上談到，在某些情况下，压强 p 并不随 v 作直綫变化。这时 p 便只是指静压强部分，这个値为热力学各量的瞬間値所决定。

这兩种狀况之間只用三条守恒定律来联系。

如果震波的波幅很小，卽如果密度、压强及其他各量的突躍値与这些量在未扰动介質中的原来数値相比都是很小的，那末过渡区中的过程动力学就可以利用粘性和热傳导的概念来进行研究。这时發現，气体中过渡区的厚度比分子自由路程的長度大得多了；这就肯定了利用宏观的粘性値及热导率値是正确的。如果震波很强的話，全部突躍过程是在一个分子自由路程这样一个長度內完成的，这从流体动力学观点看来，震波的厚度便等于零。而宏观的方程，只有在各物理量的平均値在一个分子自由路程之內的变化是微不足道的时候，才能用。

但是，不管決定定常震波中压强的那个不可逆过程的机構是什么样的，总之合压强必符合 (p, v) 圖綫上的直綫关系。这是質量守恒和动量守恒兩定律的必然結果。

在震波之后的終了边界控制面上，压强是純靜压强，可以說能量和焓都只是 p, v 的函数。知道了介質的热力学性質之后，就可以把这兩个函数代入方程(1.9)和方程(1.11)。这时，如前述，在 (p, v) 圖綫上便得到所謂雨貢紐絕热綫。曲綫上凡是大于 p_0 的点都各代表一个定常的震波，这是由給定的 p_0 和 v_0 出發所能得到的一切可能震波。

至于說到圖 3 上所画的弦綫，那圖上的 p 是指的总压强。要把靜压部分从总压强里分出来，一般是困难的。

§2. 弱震波

这一节里要研究的是波幅小到極限的震波，其中压强变化的相对値是不大的：$p-p_0 \ll p_0$，比容变化也不大，$v_0 - v \ll v_0$。对于这种波，方程(1.9)中的一切差値都可以代以微分，而 $\frac{p+p_0}{2}$ 可以

代以压强的平均値，这个平均値完全可以重新記为 p。于是方程(1.9)变成 $dE=-pdv$。而一般說来，$dE=TdS-pdv$，这里的 S 是熵，由此可見，在波幅够小的震波里，$dS=0$，即这种波是等熵的。

其实，dS 是与压强突躍的三阶無穷小成正比的，$dS\sim(dp)^3$①。关于 dS 的估算后面还要詳細講到。

在 (p,v) 面上，代表等熵的曲綫我們永远称为等熵綫②。

p 与 v 之間的等熵关系方程是一个單値关系式。因此在極弱的震波，D^2 的(1.6)式就应改写为

$$D^2=-v_0^2\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_S=\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S. \tag{2.1}$$

而右側的数値不是別的，正就是未扰动介質中的音速平方 c_0^2。因此，弱到了極限的弱震波，其速度便与波幅無关了。

由方程(1.7)可見，弱震波中介質微团的移动速度 w 是与相对突躍値的一阶無穷小成正比的，这是因为

$$p-p_0=-\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_S(v-v_0)=-\frac{c_0^2}{v_0^2}(v-v_0),$$

由此
$$w=\frac{c_0}{v_0}(v_0-v)=\frac{c_0}{\rho_0}(\rho-\rho_0). \tag{2.2}$$

对于 $(p-p_0)$ 也得类似的式子，只要用 w 表 v_0-v 即得

$$p-p_0=\frac{c_0w}{v_0}. \tag{2.3}$$

在現在这种問題上我們滿可以簡單地以 c, v 及 p 代替 c_0, v_0 及 $p-p_0$，而把下标 0 留給后面用。这里要再一次指出，(2.1), (2.2), (2.3)三个式子只适用于弱波。

---

① 参看 Я. Б. 澤尔道維奇著："震波原理及气体动力学引論"，苏联科学院出版社，1946。

② 这种曲綫通常称为泊松(Пуассон)絕热綫；我們这里采用"等熵"这个术語，为的是免得泊松絕热綫和雨貢紐絕热綫兩名詞相混。

現在我們来推演弱震波中D的表达式，精确度要达到把介質运动速度的一阶無穷小項包括进去。

在圖3上的(p, v)和(p_0, v_0)兩点，作雨貢紐絕热綫的兩切綫（虛綫）。在很短一段上，絕热曲綫可代以一条对称于該兩点的拋物綫，而这样一条拋物綫的割綫之斜率便等于兩端点上兩切綫之斜率的平均値。因为按假定，波是弱波，所以它只占絕热綫上很短的一段，而可以用拋物綫去代替。因而

$$\frac{p-p_0}{v_0-v}=-\frac{1}{2}\left[\frac{\partial p}{\partial v}+\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_0\right].$$

現在通过兩个音速$\frac{c^2}{v^2}$和$\frac{c_0^2}{v_0^2}$来表示$-\frac{\partial p}{\partial v}$和$-\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_0$。上式右側就变成

$$\frac{1}{2v_0^2}\left(c^2\frac{v_0^2}{v^2}+c_0^2\right)=\frac{1}{2v_0^2}\left(c^2\frac{D^2}{(D-w)^2}+c_0^2\right)=$$
$$=\frac{1}{2v_0^2}\left[\frac{(c+c_0)^2}{2}+w(c+c_0)\right].$$

这里我們用到了这样一点，即差値$c^2+c_0^2-\frac{1}{2}(c+c_0)^2=\frac{1}{2}(c-c_0)^2$是二阶無穷小，并且$w$是一阶無穷小，因而在$w$为一阶無穷小之下系数的精确度也可以选用到一阶無穷小。把原来等式的左側表为$\frac{D^2}{v_0^2}$，并开方，就以同一精确度得到：

$$D=\frac{c+c_0+w}{2}.^{①} \tag{2.4}$$

重要的是，在推导这个公式时，只用了質量守恒律和动量守恒律。

这里所推得的弱波式子使我們得以了解一定波幅的震波是怎样形成的。为此，我們再来看看用活塞做的实驗。

假定活塞的运动是逐漸加速的，起先以極小的速度w运动，这

① 这个式子是蘭道（Л. Д. Ландау）在推导弱波的波幅变化規律时發現的。参看应用数学及力学杂志，9，286（1944）。