

水
下
爆
炸

水下爆炸

[美国] P. 库尔 著

84
0
076



国防工业出版社

水下爆炸

[美国] P. 庫尔 著

罗耀杰、韓潤澤、官 信等譯



国防工业出版社

內容簡介

本书系作者根据他本人及有关研究部門于第二次世界大战期間对水下爆炸进行研究所积累起来的材料而編写的。作者从水下爆炸的物理現象开始，对水下爆炸所依从的各种規律、水下爆炸的研究方法以及水下爆炸对水中障碍物所起破坏作用的物理和化学过程作了較为系統詳尽的叙述。本书原文虽已出版十余年，但所引用的資料仍有很重要的参考价值；书末附有大量文献，对讀者进一步研究水下爆炸問題也很有帮助。

本书系根据俄文版并參照英文版譯出的，参加本书翻譯的有罗耀杰、韓潤澤、李宝善、官信、苏忠奎，并由官信、李宝善作了校对，其中有关章节經刘風鐸教授及其他同志作了复校，最后由官信作了总的整理。

本书供有关大专师生及研究人員閱讀。

ПОДВОДНЫЕ ВЗРЫВЫ

【美国】Р. Коул

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1950

水下爆炸

罗耀杰、韓潤澤、官信等譯

官信、李宝善校

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业許可証出字第 074 号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店經售

国防工业出版社印刷厂印装

787×1092¹/₁₆ 印張 16¹/₄ 391 千字

1960 年 11 月 第一版 1965 年 7 月 第二次印刷 印数：2,601—3,450册

統一书号：15034·475 定价：(科七) 2.30元

目 录

作者序言摘譯	4	§ 9 水下爆炸时压力的电气记录	117
第一章 水下爆炸諸現象的持續过程	5	§ 10 水下爆炸时压力測量实验方法	122
§ 1 初始情况	5	第六章 水下爆炸摄影	125
§ 2 水的动力性性质	5	§ 1 表面現象	125
§ 3 冲击波	6	§ 2 对水下摄影的光学要求	126
§ 4 气泡的运动	7	§ 3 压力測量的光学方法	130
§ 5 二次压力脉动	8	§ 4 直接摄影	133
§ 6 自由表面的影响及伴随爆炸而发生的其他过程	9	第七章 冲击波的測量	137
第二章 流体动力方程式	11	§ 1 冲击波的形状	137
§ 1 理想流体运动微分方程式	11	§ 2 冲击波的实验参数	138
§ 2 微幅波	13	§ 3 冲击波相似定律的檢驗	141
§ 3 有限幅波	16	§ 4 各种炸药的相似曲线	144
§ 4 基尔克烏特-別澤傳播理論	19	§ 5 各种炸药的冲击波的比較	147
§ 5 液体中冲击波波头内的状态	22	§ 6 药包形状和起爆方向的影响	150
§ 6 冲击波波头上水的特性	24	§ 7 来自几个药包的冲击波	154
§ 7 冲击波波头的厚度	29	§ 8 冲击波由边界面的反射	157
§ 8 两种不同介质分界面上的情况	30	§ 9 远距离上的冲击波	159
§ 9 声波的反射	32	第八章 气球的运动	162
§ 10 有限幅波的反射	35	§ 1 运动的一般性质	162
第三章 炸药爆轰过程	42	§ 2 不可压缩和无重流体的徑向运动	163
§ 1 炸药	42	§ 3 对半径和周期的測量与簡化理論的比較	165
§ 2 爆轰波	44	§ 4 不可压缩流体运动方程式的通式	170
§ 3 炸药状态方程式	49	§ 5 气泡在重力作用下的运动	171
§ 4 冲击波波头内的計算条件	53	§ 6 重力影响的計算及其与实验数据的比較	176
§ 5 爆轰后压力-密度的絕热关系	56	§ 7 可压缩性和非圓球性对气泡运动的影响	181
§ 6 爆轰波的形状	58	§ 8 边界面的影响, 映像法	185
§ 7 定容絕热爆炸的近似解	61	§ 9 气球和边界面的运动方程式	191
§ 8 气球的边界条件和初始运动	62	§ 10 边界面附近气球运动的計算	196
第四章 冲击波理論	67	§ 11 表面附近周期和位移的測量	202
§ 1 相似定律	67	第九章 二次压力波	208
§ 2 冲击波的傳播(基尔克烏特-別澤理論)	69	§ 1 伯努里方程的通式	208
§ 3 球面冲击波的漸近状态	76	§ 2 重力場中压力分布	209
§ 4 柱面对称的冲击波	77	§ 3 压缩时产生的压力	214
§ 5 以黎曼方程为基础的宾尼理論	79	§ 4 脉动时能量損失	220
§ 6 基尔克烏特-布林克里的傳播理論	81	§ 5 二次脉动的測量問題	223
§ 7 各种冲击波理論的比較	84	§ 6 二次脉动压力的实验測量	226
§ 8 冲击波的能量及其散逸	86	第十章 表面現象及其他現象	231
第五章 水下爆炸的压力測量	90	§ 1 水面上的現象	231
§ 1 压力測量仪器	90	§ 2 水冢的形成	233
§ 2 赫林阿尔的活塞式指示器	92	§ 3 爆炸深度的确定	235
§ 3 膜片指示器	95	§ 4 彈性表面附近的压力	237
§ 4 压电指示器	96	§ 5 塑性变形和衍射的影响	242
§ 5 指示器的頻率特性	99	§ 6 圓形平板的运动	246
§ 6 压电指示器的結構和特性	101	§ 7 关于水下爆炸破坏的一般見解	251
§ 7 压电指示器的校正	106	附录 基尔克烏特-別澤的傳播近似理論	254
§ 8 从压电指示器发送信号	109	参考文献	256
		补充文献	259

水 下 爆 炸

[美国] P. 庫 尔 著

罗耀杰、韓潤澤、官 信等譯



國防工業出版社

內容簡介

本书系作者根据他本人及有关研究部門于第二次世界大战期間对水下爆炸进行研究所积累起来的材料而編写的。作者从水下爆炸的物理現象开始，对水下爆炸所依从的各种規律、水下爆炸的研究方法以及水下爆炸对水中障碍物所起破坏作用的物理和化学过程作了較为系統詳尽的叙述。本书原文虽已出版十余年，但所引用的資料仍有很重要的参考价值；书末附有大量文献，对讀者进一步研究水下爆炸問題也很有帮助。

本书系根据俄文版并參照英文版譯出的，参加本书翻譯的有罗耀杰、韓潤澤、李宝善、官信、苏忠奎，并由官信、李宝善作了校对，其中有关章节經刘風鐸教授及其他同志作了复校，最后由官信作了总的整理。

本书供有关大专师生及研究人員閱讀。

ПОДВОДНЫЕ ВЗРЫВЫ

【美国】Р. Коул

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1950

水下爆炸

罗耀杰、韓潤澤、官信等譯

官信、李宝善校

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业許可証出字第 074 号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店經售

国防工业出版社印刷厂印装

787×1092¹/₁₆ 印張 16¹/₄ 391 千字

1960 年 11 月 第一版 1965 年 7 月 第二次印刷 印数：2,601—3,450册

統一书号：15034·475 定价：(科七) 2.30元

目 录

作者序言摘譯	4	§ 9 水下爆炸时压力的电气记录	117
第一章 水下爆炸諸現象的持續过程	5	§ 10 水下爆炸时压力測量实验方法	122
§ 1 初始情况	5	第六章 水下爆炸摄影	125
§ 2 水的动力性性质	5	§ 1 表面現象	125
§ 3 冲击波	6	§ 2 对水下摄影的光学要求	126
§ 4 气泡的运动	7	§ 3 压力測量的光学方法	130
§ 5 二次压力脉动	8	§ 4 直接摄影	133
§ 6 自由表面的影响及伴随爆炸而发生的其他过程	9	第七章 冲击波的測量	137
第二章 流体动力方程式	11	§ 1 冲击波的形状	137
§ 1 理想流体运动微分方程式	11	§ 2 冲击波的实验参数	138
§ 2 微幅波	13	§ 3 冲击波相似定律的檢驗	141
§ 3 有限幅波	16	§ 4 各种炸药的相似曲线	144
§ 4 基尔克烏特-別澤傳播理論	19	§ 5 各种炸药的冲击波的比較	147
§ 5 液体中冲击波波头内的状态	22	§ 6 药包形状和起爆方向的影响	150
§ 6 冲击波波头上水的特性	24	§ 7 来自几个药包的冲击波	154
§ 7 冲击波波头的厚度	29	§ 8 冲击波由边界面的反射	157
§ 8 两种不同介质分界面上的情况	30	§ 9 远距离上的冲击波	159
§ 9 声波的反射	32	第八章 气球的运动	162
§ 10 有限幅波的反射	35	§ 1 运动的一般性质	162
第三章 炸药爆轰过程	42	§ 2 不可压缩和无重流体的徑向运动	163
§ 1 炸药	42	§ 3 对半径和周期的測量与簡化理論的比較	165
§ 2 爆轰波	44	§ 4 不可压缩流体运动方程式的通式	170
§ 3 炸药状态方程式	49	§ 5 气泡在重力作用下的运动	171
§ 4 冲击波波头内的計算条件	53	§ 6 重力影响的計算及其与实验数据的比較	176
§ 5 爆轰后压力-密度的絕热关系	56	§ 7 可压缩性和非圓球性对气泡运动的影响	181
§ 6 爆轰波的形状	58	§ 8 边界面的影响, 映像法	185
§ 7 定容絕热爆炸的近似解	61	§ 9 气球和边界面的运动方程式	191
§ 8 气球的边界条件和初始运动	62	§ 10 边界面附近气球运动的計算	196
第四章 冲击波理論	67	§ 11 表面附近周期和位移的測量	202
§ 1 相似定律	67	第九章 二次压力波	208
§ 2 冲击波的傳播(基尔克烏特-別澤理論)	69	§ 1 伯努里方程的通式	208
§ 3 球面冲击波的漸近状态	76	§ 2 重力場中压力分布	209
§ 4 柱面对称的冲击波	77	§ 3 压缩时产生的压力	214
§ 5 以黎曼方程为基础的宾尼理論	79	§ 4 脉动时能量損失	220
§ 6 基尔克烏特-布林克里的傳播理論	81	§ 5 二次脉动的測量問題	223
§ 7 各种冲击波理論的比較	84	§ 6 二次脉动压力的实验測量	226
§ 8 冲击波的能量及其散逸	86	第十章 表面現象及其他現象	231
第五章 水下爆炸的压力測量	90	§ 1 水面上的現象	231
§ 1 压力測量仪器	90	§ 2 水冢的形成	233
§ 2 赫林阿尔的活塞式指示器	92	§ 3 爆炸深度的确定	235
§ 3 膜片指示器	95	§ 4 彈性表面附近的压力	237
§ 4 压电指示器	96	§ 5 塑性变形和衍射的影响	242
§ 5 指示器的頻率特性	99	§ 6 圓形平板的运动	246
§ 6 压电指示器的結構和特性	101	§ 7 关于水下爆炸破坏的一般見解	251
§ 7 压电指示器的校正	106	附录 基尔克烏特-別澤的傳播近似理論	254
§ 8 从压电指示器发送信号	109	参考文献	256
		补充文献	259

作者序言摘譯

本書的內容與使命很大程度上取決於1941~1946年期間所進行的水下爆炸研究結果。

對水下爆炸過程研究的極大興趣，與必須解決第二次世界大戰期間產生的許多技術問題有關。以前出版的研究爆炸過程的著作，由於理論研究和實驗研究結果貧乏以及所用的許多資料陳舊所以沒有特殊的價值。本書試圖對水下爆炸諸現象作系統敘述。本書的出版應當對水下爆炸的工程應用和研究爆炸時產生的基本物理現象有所裨益。

為了易於理解與水下爆炸流體動力學有關的物理現象，書中相當重視對必需的流體動力方程式的推導。在探討水下爆炸過程的理論和實驗研究方法時，作者提出了闡明所得結果可靠程度，以及將所用方法應用於科學研究的其它方面可能性的問題。

選擇編寫本書所用的理論資料和實驗資料時，主要考慮這些資料的科學價值，而未考慮它們是否可能直接應用在海軍技術問題上。在研究大多數與應用在軍事技術上有關的問題時，遵循這一原則是適宜的。在許多情況下遵循這一原則必須顧及機密。幸好，遵循這一原則沒有使本書內容所依據的材料受到過分的限制。但是，在一些情況下，保密要求使軍事方面和科學方面的情報未能發表。

作者研究水下爆炸方面的經驗，是根據他與科學研討部（Office of Scientific Research and Development）後來與美國海軍兵工部（Bureau of Ordnance, U. S. Navy）的合同，參加海洋研究所成立的戰時研究機構——水下爆炸研究實驗室（Underwater Explosives Research Laboratory）工作的結果。本書所用的大部分資料取自這一實驗室的作業成果，因為，在有些情況下，由於各種原因不能得到其他研究機關的報告。

第一章 水下爆炸諸現象的持續过程

本章是一个引論，目的在于簡要地叙述水下爆炸諸基本現象的实际持續过程和确定約束这些基本現象的基本物理定律。这一概述对于专家可能很肤淺，但是，作者希望它对这方面知識較欠缺的讀者将是足够滿意的导言[●]。

§1 初始情况

物质变为高溫高压气体的化学反应称为爆炸。反应进行很迅速，并随之放出大量的热。气体的温度为 $3,000^{\circ}\text{C}$ ，而压力可达 $50,000$ 大气压。因而，任何固态炸药或气态炸药都是不稳定的合成物，它在产生化学反应时經過化学变化而变为較稳定的物质。将足以引起反应的能量集中在爆炸物质的某点上，就可以产生这种类型的反应。为此，通常使用电流加热导体时放出的热或击錘撞击时产生的热。在大多数情况下，所得的热作用在少量特別灵敏的物质上。而这种物质的反应又引起炸药基本质量的反应而起爆。

若反应已开始，則热能和生成压力便足以在相邻炸药层內产生爆炸反应，因而，反应可以遍及整个物质。扰动傳播的特性取决于物质的物理性质和化学性质，并取决于外界的物理因素（如周圍介质的性质）。

反应的傳播有两种基本类型，其中最重要的一种（就产生破坏作用而言）是爆轰过程。爆轰时化学变化是如此地迅速，以致其速度与反应时产生的物理扰动的傳播速度相等。这种类型的反应产生在处于初始状态的物质与高溫高压的爆炸生成物之間的薄层內。这种急剧推进的突跃称为“爆轰波”，它在炸药內以每秒数千米的速度运动。另一方面，化学反应可以較慢地进行，在这种情况下，反应的发展不伴随压力物理扰动的推进，在突跃面后也沒有随之而来的流动。这时；反应发展区沒有明显的边界，反应逐渐达到定常阶段。这种漸进过程称为“燃燒”，虽然它的生成速度还可能相当大。

物质状态变化的两种类型（爆轰和燃燒）与两类主要的軍用炸药，即：梯恩梯类型的烈性炸药和反作用燃料相应。前者迅速地放出大量热而爆轰，并用于炸彈，深水炸彈和魚雷的战雷头；后者在燃燒时产生逐渐增高的气体压力。例如火药，顾名思义，这些物质可用于推动炮彈、火箭、飞机等。

在研究由于水下爆炸而产生的現象时，从确定炸药与其周圍的水之間的边界物理条件出发，炸药的爆轰过程有主要的意义。因而，必須根据实验时能够測得的炸药性质确定这些条件。这个問題的解决放在第三章中研究。研究炸药爆轰和水中扰动傳播所必需的基本物理定律列述于第二章中。

§2 水的动力性质

由于爆炸的結果，初始的炸药团变为高压下的高溫气团。非常明显，这些气体不能不对周圍介质起作用。若这种介质是水，則应当研究由于爆炸过程所特有的特种力或位移的作用在水

● 在肯納特一书中 [54]，載有关于水下爆炸諸現象問題的亟好評述，虽然所列述的許多主要資料現已陈旧而且应当用其他資料代替。

中产生的变化。这个问题的解决在流体动力学（物理学的一个部分）中研究。若将水视为没有切向应力的均匀流体，则介质体积的变化将取决于其边界在流体作用下的位移。此外，作用在一定流体团上的压力的变化使其压缩（体积变化）。

水的可压缩性使得作用在一部分介质上的压力以高速而有限的波动形式传给介质的其它各点。波的传播引起水的局部运动以及压力的变化。若压力足够微小，则波的传播速度实际与压力的大小无关，并且当海水温度为 18°C 时，大约等于 1494米/秒 。声音在水中的传播体现着这种物理状态，但是，温度和压力的变化却引起波速的变化。若产生的是平面波的一元流动，则在运动过程中波幅和波形没有显著的变化。但是，若波由球形源开始传播，则波幅随离球形源的距离增大而减小；水的运动在于球形扩散而产生的压差变化影响下而变化。这种现象称为滞后流波。

在爆炸地点周围的水区内压力很大，这就不能再认为波速与压力无关。从物理观点来看，这种现象的产生是由于：当波在传播时波形与水的压力大小和位移有关。对于有限幅波，这种复杂关系使其数学公式比研究微幅波传播时使用的更复杂。

另一方面，若作用在水上的扰动变化很慢，以致当扰动显著变化前，水的运动状态可以与之相适应，这样，就有足够的根据完全略去使水产生运动的波的传播。这时，可以将水视为扰动瞬时遍及流体所有各点的不可压缩介质。由于这种假定而形成的运动，可借助不可压缩流体理论进行研究。

§3 冲击波

爆炸时水扰动的主要原因是炸药内传播的爆轰波传向药包表面。这种波到来后，波头的压力（对于梯恩梯约为 140000公斤/厘米^2 ）立刻开始转化为水内的强压波和水的扩散运动。随后，高度压缩的爆轰或燃烧生成物开始膨胀，其压力减小，因而水的压力也迅速下降。在梯恩梯类型的烈性炸药爆轰时，压力的变化在所有实际情况下都具有突跃形式，突跃后紧接着近似于按指数规律变化的衰减，衰减的持续时间不超过数毫秒。图1 a所示为重约137公斤的球形药包爆轰刚结束后水压力的变化。

扰动产生后以压缩波的形式在水中作径向传播，具有陡峭波头的压缩波通常称为冲击波。这种冲击波与无限小幅波比较，具有下列特点：

1. 药包附近冲击波的传播速度比约为 1520米/秒 的音速限值大数倍。随着波的推进冲击波速迅速下降至音速，而压力减小至音阶值（图1）。

2. 球面冲击波的压力幅度随距离的减小，比在声学里的微幅波要快。但是，实际上在较大距离处的压力变化特性接近声学规律（图2）。

3. 波形随着传播而逐渐扩展。在药包附近的高压区，波形的钝化特别显著。

图1 b和c所表示重为137公斤药包爆炸连续两个阶段冲击波的这些性质。为了便于比较，图1中用虚线表示应该出现的压力波，若冲击波的初始传播（图1 a）按声学规律进行的话。这些曲线表示三个瞬间的压力变化特性。距爆炸地点一定距离的压力与时间的关系曲线具有同样的外形；图2所示为距离15.25米和152.5米处的压力。

上述曲线为一定尺寸药包的曲线，所以很自然会产生这样的问题：用这些曲线对其它尺寸的药包可作出什么结论？换言之，能否运用某种换算规则呢？对于冲击波，这个问题的解决很简

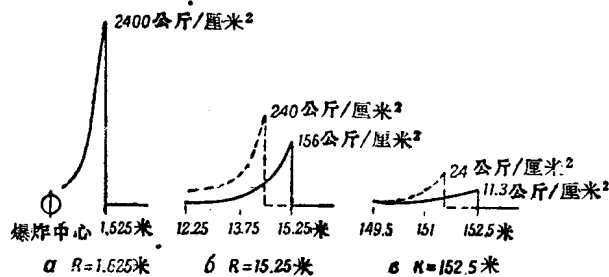


图 1 重 137 公斤的梯恩梯药包在水中爆炸时的压力分布。

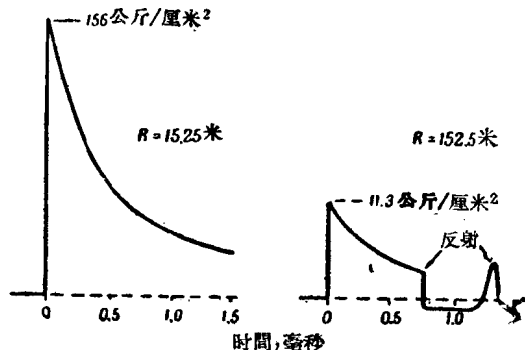


图 2 距重为 137 公斤的梯恩梯药包爆炸中心两个距离处冲击波压力与时间的关系曲线。

单，并以相似原理为基础。根据这一原理，若使用比原来比尺约大 k 倍的新的距离和时间的比尺，则当药包的线性尺寸变化 K 倍时压力的分布不变。例如，若假定小重量药包爆炸的测定是在原来距离的 $\frac{1}{2}$ 处进行，而且时间比尺也缩小一半，则根据图 1 和图 2 所示重 137 公斤药包的压力值，可以得到线性尺寸缩小一半（重量的八分之一）的药包的压力曲线。

在第四章中所述的相似原理的理论论证，可用实验数据作简单而充分的证明。此外，这个原理的正确性与系统上没有任何外力作用的假设有关。其中一个外力是重力，它是物理系必然存在的一部分。重力与参与冲击波产生和传播的内力比较，其作用不大，但其影响在研究爆炸的气体生成物随后的情况时不能不考虑。因而，如前所述，相似原理不适用于冲击波后的现象。

§4 气泡的运动

气泡内的初始高压在冲击波的基本部分辐射后大大减低，但是，它仍然大大超过平衡液体静压的值。紧靠气泡或气泡（通常称爆炸气体生成物所占有的体积）的水的扩散运动速度最大。气泡的直径在膨胀的初始阶段急骤增加。

扩散流速的大小超过根据球面冲击波生成后的运动特性可能产生的速度。膨胀可以延续相当长的时间。随着这个过程的发展，气体的内压逐渐减小，但是，由于扩散水流的惯性，运动继续进行。在气泡膨胀的后一阶段，气体的压力下降至大气压与流体静压和的平衡值以下。由于气泡表面产生负压差使水的扩散运动停止。气泡边界开始随着速度不断增加而收缩。气泡表面的收敛运动一直延续到气体的可压缩性成为能改变运动方向的有力障碍时为止（在膨胀过程中不存在压缩性的影响）。因而，水的惯性和弹性与气体的弹性共同构成这一系统产生振动的必需条件，气泡开始作膨胀与压缩的循序循环。

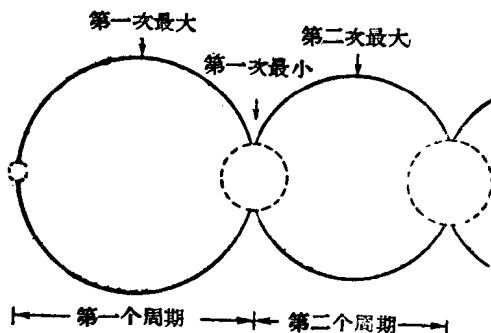


图 3 水下爆炸时爆轰气体生成物的脉动。

通常气泡产生运动时，其形状近似球形。由于气泡运动而产生的水流径向传播，引起对平

均直径的非对称振动, 气泡膨胀的过程构成了振动周期的基本部分。这些振动相位示于图 3, 这个图表明气泡的大小与时间的函数变化。气泡在无限介质内的振动周期与气体内能以及流体静压 (亦即距水面的距离) 的关系很简单。根据这一关系, 周期与能量的立方根成正比, 并与压力的 $5/6$ 次方成反比。

气泡的振动可以延续几个循环, 在有利条件下, 这种振动可达十次和十次以上。如下节所述, 气泡可能的振动次数受辐射或紊流及由重力作用和任意边界表面引起的扰动的能量消耗的限制。十分明显, 气体生成物由于本身的浮力, 应当向自由表面移动。(当其周围介质达到平衡时浮力的影响就表现出来了)。气泡在振动过程中将受到从自由表面来的排斥力的作用, 在水底附近振动时将向刚性边界伸展, 这点却亟不明显。因而, 气泡的运动取决于其浮力及对水面、水底或其它边界面的位置。虽然在大部分运动过程中, 可以忽略周围介质的密度变化, 并将运动视为不可压缩流体的运动, 但是, 这些复杂情况使得很难对气泡的特性作详细计算。

图 4 所示为重 137 公斤梯恩梯药包在距水面 15 米深处爆炸时气泡的位移。所引数据是经过不太精确地分析后得到的 (参看第八章), 而仅仅用来说明运动的一般特性。

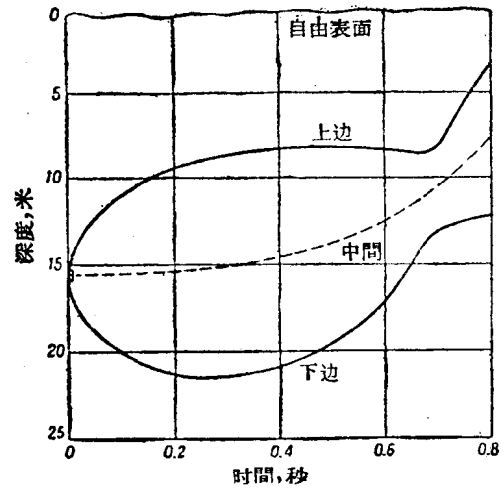


图 4 重 137 公斤的梯恩梯药包在自由表面下 15 米深处爆炸时所生成气泡的位移。

§5 二次压力脉动

气泡的运动与从气泡表面以压力波的形式作径向传播的能量辐射有关。若假定气泡附近的水是不可压缩的, 则可以证明水的压力与气泡膨胀或压缩速度的平方有关。从图 3 可见, 当气泡接近于其最小体积的瞬间, 这种速度达到最大值。因而, 根据不可压缩流体理论和仅在这一区域内的水才受到很大压缩的实验数据, 应当料到仅在不长的时间间隔内在最大压缩区才产生显著的压力。这个结论为实验结果所证明, 压力脉动的辐射在达到最小体积的瞬刻前增加至最大值, 这些脉动随着气球的膨胀再次减弱。

一定重量的炸药包爆炸时气泡脉动的形式, 在很大程度上取决于水深和距边界面的远近, 就像根据这些因素对气泡运动的影响所应料到的那样。气泡第一次脉动的最大压力不大于冲击波压力的 $10\sim 20\%$, 这种压力作用的持续时间则大大超过冲击波压力作用的持续时间。因而, 两条压力——时间曲线确定的面积大小相差无几。在气泡振动时, 其大部分初始能量消耗在压力脉动的生成和由于气泡迅速地径向和纵向位移而产生的紊流运动上 (参看图 4)。据此可以作出结论: 随后的脉动逐渐减弱, 通常仅第一次脉动具有实际意义。冲击波、气泡脉动时的压力及其持续时间的关系示于图 5, 该图表示距离重 137 公斤的药包 18 米处压力与时间关系的连续记录。

图 6 较详细地表示在海的总深为 30 米的各种深度处重 137 公斤梯恩梯药包爆炸时气泡的脉动。应当注意, 当药包的初始位置在自由表面附近或水底附近时, 曲线形状畸变很大。此外, 应

指出，因压力波从自由表面和水底反射而引起的干扰，可以使波头后的压力时间曲线形状与在无限介质中得出的压力——时间曲线形状比较变化很大。当冲击波反射时，也产生干扰现象。但是，对于干扰的影响由于持续时间短及有间断的波头（图2）而较小，并且比较容易确定。

重力对气泡的影响属于必不可免的因素，这些因素的变化比例与内力和边界影响的变化比例不同。因而在第5节中所述的冲击波相似原理，在气泡运动的一般情况下不能采用。

可以引出一个比例系数，它既近似地表示方程式，又考虑到气泡运动的主要特性。但是，气泡运动参数的换算规则和相应的计算是近似的。因而，实验数据常常与相应的理论计算不很一致。

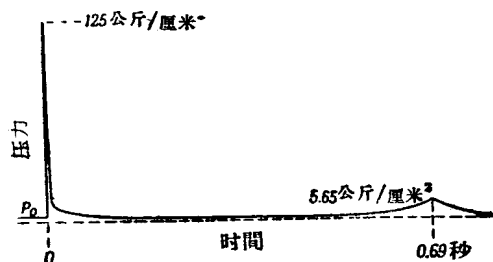


图5 在距自由表面下15米处和距重为137公斤的梯恩梯药包爆炸中心18米处的压力与时间的关系曲线。

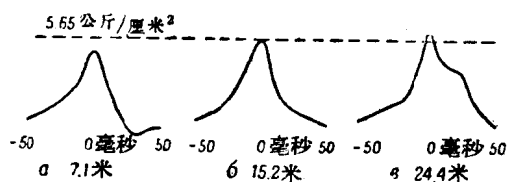


图6 当海深为30米以及药包位于三个深度上时，距重为137公斤的梯恩梯药包爆炸中心18米处的流体各点上气泡脉动形成的压力。

S6 自由表面的影响及伴随爆炸而发生的其他过程

在前几节中根据自由表面下诸过程的测量结果，简要地叙述了水下爆炸的最重要的性质。在水面现象的特性取决于药包沉没在水面下的初始深度。自由表面上诸现象的图象，在小深度爆炸时很明显，而在大深度爆炸时几乎看不见。虽然浅水区爆炸时诸现象的交替过程很复杂，但是，总可以划分为三个阶段。它们是：自由表面上出现的主冲击波，气泡接近表面和最终突入大气中。当正压力波传向自由表面时，水的运动不会遇到障碍，因为大气没有足够的阻力，结果生成负压力反射波，其在水面附近的压力值使得实际上直射波和反射波的压力和等于零。表面层的水以与入射波的压力成比例的速度而上升，接着在药包上方形成飞溅的羽状水柱。距爆炸地点很大距离的自由表面各部分受到很小的扰动。但是，常常可以看到，在距药包（指重为137公斤的药包而言）数百米处环形的灰暗水区迅速地传播，冲击波到达的各点指明这个区域的宽度。若气泡在其运动初期非常接近表面，则它也可能在气体突入大气中以前引起表面扰动。气体突入大气中的时间取决于药包的沉没深度。在气体突入大气中时，水柱可能升至数百米的高度。所有这些现象随着初始水深的增加而变得较不明显。当重为137公斤的药包在122米或152米深处爆炸时可以看见灰暗的水圈。这时水柱的高度不大，甚至在小得多的深度处发生爆炸时也看不见生成羽状水柱的任何痕迹。

如前所述，由于自由表面和水底反射，水压场的特性通常很复杂，同时，自由表面的反射波产生负压区，而刚性表面的反射波产生正压区。因而，测量的压力是直射波和反射波叠加的结果。在研究负压反射波区域时，产生的复杂情况与最大张力的绝对值有关，海水

能够支持的最大張力很小，它完全可能小于大气压值。因而，尽管负压反射波可能使任何点上的总绝对压力减小到零，在任何常态条件下，不可能出现很大的负压。从水底反射回来的压力波，通常形状很不规则的，而且其幅度比全反射的理论值小得多。药包位于水底爆炸的极限情况下，压力的增加约为10~15%。简言之，即约为理论条件下的一半（虽然在理论条件下压力好像应该增加一倍，但是由于在这种情况下应该增加一倍的能量的传递与压力和波的持续时间有关，所以水底反射回来的波压实际上要小得多）。

离药包距离很大处压力波的特性，可能随某些过程的影响而变化，例如粘性影响引起的衰减和与水中速度梯度的出现有关的反射。仅在压力波具有声波的强度的距离上，所有这些过程才有重要意义。在大距离上传播的压力波的研究并入水声学范围进行详细研究较合适。

第二章 流体动力方程式

在这一章里，借助质量守恒、动量守恒和能量守恒等三个定律以推导出为建立水下爆炸现象的理论所必须的流体动力基本方程式，以及研究这些方程式在波动中的应用，并指出解决以下几章中详细叙述的那些问题的方法。

§1 理想流体运动微分方程式

为了研究波在流体中的传播，首先必须把力学的基本定律化为流体力学中的普遍数学公式。此时，略去热传导和粘滞性的影响，即假定为理想流体。以后对流体运动的研究限于介质的压力，流速或内能在时间的推移中是连续的。

1. 质量守恒 质量守恒定律是对流体运动最简单的约束。若我们观察流体内一个固定的单元流域，就可以看到，在这个范围内流体质量的任何变化都应当等于流过边界面的流体总量。如果这个单元流域是体积为 $dx dy dz$ 无限小的平行六面体，那么，由于 x, y, z 点上密度 ρ 的变化，质量在 dt 时段内发生的变化为：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dt dx dy dz,$$

这个变化应该是流体运动的结果。假定在流体内质点运动的速度是由它在座标轴 x, y, z 方向上的三个分量 u, v, w 来决定。这三个分量是座标和时间的函数。当沿 x 轴方向运动时，在 dt 时段内从被分出的流域内流过的流体总量等于流过两个表面面积为 $dy dz$ 的流量差；因而，分解 $(\rho u)_{x+dx}$ ，在忽略大于一阶项的条件下得：

$$[(\rho u)_x - (\rho u)_{x+dx}] dt dy dz = -\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) dt dx dy dz.$$

对于其余分量，也可以得到类似的式子。根据质量守恒定律，流体总流量的各分量之和等于被分出流域内质量的增量；因而，得到下面的方程式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \quad (2.1)$$

这个方程为连续方程式，它可以更简单地写成矢量形式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.2)$$

式中的速度矢 \mathbf{v} 在笛卡尔坐标系中有 u, v, w 三个分量。

当研究微元流体运动时（这个微元体积内流体的质量永远不变），亦可得到一个连续方程式，在此情况下，流体运动时其密度的变化要求被分出的微元体积的形状亦要有相应的变化。欧拉用这种方法对流体运动进行研究直接得到方程式 $\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{div} \mathbf{v} = 0$ ，这个方程中的运算符 $\frac{d}{dt}$ 表示是和流体一块运动着的流点的微商，而不是对流体空间固定点的微商，即：

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial x}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial z}{\partial t} \cdot \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}.$$

因而，这个符号的引入说明，用两种不同的方法研究流体运动所得到的结果是相同的。

2. 动量守恒 为了用式子表示出牛顿第二定律，或动量守恒定律，研究作用在运动着的流体微元体 $dx dy dz$ 上的各力是比较方便的。流体微元沿 x 轴方向的加速度决定于速度对时间的

全导数 $\frac{du}{dt}$ ，全导数应表明速度由于它在空间固定点上随时间的变化以及流体微元在空间的位移而产生的总变化。根据牛顿第二定律：这个加速度与运动着的流体微元的质量 $\rho dx dy dz$ 的乘积应当等于作用于流体微元上各力在 x 轴上的投影。假定这些力只是由于作用在面积为 $dy dz$ 的相对二面上的压力差 P 引起的，则得：

$$[P_x - P_{x+dx}] dy dz = -\frac{\partial P}{\partial x} dx dy dz。$$

使各外力的合力在 x 轴上的投影等于惯性力在同一轴上的投影，根据达兰伯尔原理则得：

$$\rho \frac{du}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial x}。$$

同样，可得其余运动分量的另外两个方程式。将全部的加速度投影代入这些方程式得：

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{\partial P}{\partial x}, \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{\partial P}{\partial y}, \\ \rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{\partial P}{\partial z}。 \end{aligned} \quad (2.3)$$

这三个方程式相当于一个矢量方程式：

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{v} = -\text{grad} P \quad (2.4)$$

3. 能量守恒 和推导运动方程式一样，研究包含恒量流体的微元体积的运动是比较方便的。单位质量流体的总能量由动能和內能 E 组成，內能 E 是热能和化学能的总和。

在 dt 时段内微元体积 $dx dy dz$ 的总能量变化等于：

$$\rho \frac{d}{dt} \left[E + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right] dt dx dy dz,$$

式中的全导数仍然是用以计算微元体积随时间的位移。能量的这个变化应当等于在微元流体表面上所作的功。在 dt 时段内沿 x 轴运动的流体在 $dy dz$ 面积上所作的功等于力在位移方向上的投影与位移的乘积，即 $P u dt dy dz$ ；因此，在微元体的对应二面上所作的功等于：

$$[(Pu)_x - (Pu)_{x+dx}] dt dy dz = -\frac{\partial}{\partial x} (Pu) dt dx dy dz。$$

在其他对应面上所作的功可以用同样的方法求得，将微元流体移动时所作的总功与能量的增量用等号连起来，即可得出能量守恒定律的数学表达式：

$$\rho \frac{d}{dt} \left[E + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right] = - \left[\frac{\partial}{\partial x} (Pu) + \frac{\partial}{\partial y} (Pv) + \frac{\partial}{\partial z} (Pw) \right]$$

它的矢量式为下列形式：

$$\rho \frac{d}{dt} \left[E + \frac{1}{2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}) \right] = -\text{div}(P\mathbf{v})$$

将能量方程，运动方程和連續方程一起变换改写，可将前者变成更简单的形式，由能量方程式中求出內能的变化以后得：

$$\rho \frac{dE}{dt} = -P \text{div} \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \text{grad} P - \rho \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt}。 \quad (2.5)$$

但由方程 (2.2) 得：

$$-\text{div} \mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\rho} (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \rho = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt},$$

而由方程 (2.4) 得：

$$\text{grad} P = -\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt}。$$

将这两式代入方程 (2.5) 得:

$$\rho \frac{dE}{dt} = \frac{P}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (2.6)$$

4. 压力——密度关系式 在推导流体动力学基本方程式的时候, 没有考虑散逸作用的影响。若微元流体的特性用这些方程式表示, 则必须引入微元流体状态的辅助条件, 这个条件不能用精确的形式表达。如果运动期间没有发生散逸过程, 那么, 与流体一块儿运动着的微元流体在这个时间内不可能与任何其他微元体或整个流体进行热交换。因此, 微元流体物理状态的变化就是等熵过程。这个条件可用方程式

$$\frac{dS}{dt} = 0$$

表示, 式中的全导数是对随流体一块儿运动着的流体质点而言, 而不是对固定坐标系上某一点而言。这与因加压而引起的密度变化按绝热规律进行的假设是一致的。因此, 对于流体中任意一个可以略去散逸作用影响的点来说, 压力在任何时刻都是密度的单值函数。压力按照用于流体上的决定于状态法则的绝热过程而变化。然而, 两个不同的微元流体, 在上述时间内可能发生散逸过程, 这种过程使熵值起显著而不同的变化。如果此后没有这种散逸过程发生, 那么, 每一微元流体的压力和密度间的关系将是单值的。但是, 由于各关系式的精确形式取决于上述不可逆过程中熵的变化, 故两绝热定律应当不同。

譬如, 具有陡峭波头的冲击波 (陡峭波头上的压力和压力梯度非常大) 经过某一个微元流体时, 可能引起相当大的能量散逸。但是, 当随后的微元流体通过时, 由于传播扰动的强度减弱, 熵的变化就不应当相同。因而, 相似的波通过应使随后每一微元的条件与对上述微元是正确的条件有所区别。

由能量方程式不难得到一定的流体微元的压力同密度更为精确的关系式, 内能 E 可以作为热力学变数的压力和密度的函数被表示出来。当应用方程式 (2.6) 时, 内能的微分如下:

$$dE = \frac{\partial E}{\partial P} dP + \frac{\partial E}{\partial \rho} d\rho = \frac{P}{\rho^2} d\rho.$$

对 $\frac{dP}{d\rho}$ 求解, 可得:

$$\frac{dP}{d\rho} = \frac{\frac{P}{\rho^2} \frac{\partial E}{\partial \rho}}{\frac{\partial E}{\partial P}}.$$

若给出 P 和 ρ 的初值, 而 E 与 P 和 ρ 的函数关系由状态方程及热化学数据是已知的。则根据所得方程式, 可以解出 $P(\rho)$ 的显式。

§2 微幅波

如果内源在流体中引起的扰动很小, 那么, 第二章第一节中的基本方程式就可以大大简化。假设密度 ρ 同它的初值 ρ_0 相比变化不大; 则在形式为 $\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)$ 的各项中可将密度看作常量。同时, 当假设扰动很小时, 速度也总是很小的。因此, 形式为 $u \frac{\partial u}{\partial x}$ 的各项可以忽略。于是, 运动方程式和连续方程式为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \text{grad } P, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\rho_0 \text{div } v. \end{aligned} \quad (2.7)$$