

近自由水面水下爆炸时水中激波特性

钱胜国 张伟林 徐光耀*

(1982年4月21日收到)

本文论述了近自由水面水下球形药包爆炸时,自由表面线性(规则)反射及非线性(非规则)反射对水中激波的影响以及激波参数变化规律。确定了爆深与爆炸能量逸出的关系。提出了由水面反射影响修正库尔公式的指数和从能量逸出概念修正库尔激波超压公式的系数,从而得出非线性反射区水中激波超压的公式。

在实际的水域中实现爆炸或工程爆破作业时,爆炸产生的效应都受到自由水面(水气界面)及底部(液固界面)的影响。因而爆炸的威力,爆炸形成的冲击波特性,以及冲击波对结构物产生的荷载,均不同于无限水域。查明这些界面的影响,具有重要的实际意义。本文仅研究近自由水面水下爆炸时自由表面的影响,探明水中冲击波的特性及其传播规律,为研究确定冲击波荷载提供依据。

一、试验方案布置及测试系统

试验在人工小水库内进行,水深大于5米,采用药重为26克的压装TNT药球,密度为1.5克/厘米³。选用六种不同爆炸深度和每次不同的测点深度。为避免互相干扰,测压探头布置在爆源的不同径向方向上。同样条件的试验重复三次,结果取其平均值。除上述小药量外,选用3.4公斤、6.8公斤药量验证以上试验,还用30公斤和64公斤药量各做了一炮试验。

本试验主要用压电晶体传感器测量冲击波压力,晶片材料为兰宝石(碧玺),它的侧向效应很小,适合大压力测量。晶片尺寸为4×4×0.5毫米和6×6×0.5毫米两种。探头结构在文献〔1〕中已有介绍。

爆炸时部分能量逸出到空中形成空气冲击波。其压力是用锆钛酸铅人工晶体制成的探头来测量。这种材料灵敏度较高。所采用的击波放大器,单次触发器在文献〔1〕中已做了介绍。

测试压力采用系统标定,以免产生人为误差。标定用的压力直接采用泰恩小药球在水下爆炸产生。药球重量为一克,密度为1.8克/厘米³,用粉状泰恩压制而成。药球中心填置少许起爆药—叠氮化铅和电阻丝并引出导线以备通电起爆。药球爆炸的水中激波压力由经验公式 $P_m = 645(q^{1/3}/R)^{1.2}$ 计算,改变距离 R 就可以获得不同压力值,由此直接得到压力标定曲线。

* 熊长汉、李维本、季月伦同志参加了实验测试工作。

二、近自由水面水下爆炸试验研究结果

无限场水下爆炸时,水中激波一般用指数函数来描述,即超压(P_t)的时间历程可用下式表示: $P_t = P_m e^{-t/\theta}$, P_m 为超压峰值(公斤/厘米²), θ 为时间特征常数(秒),表征激波压力衰减的速度。 t 为时间变量(秒)。

在近自由表面的流场中,激波通常是由直达波和表面反射的稀疏波合成的。这需要区分为两种情况。

一种情况是在规则反射区,反射波(即稀疏波)没有影响到直达波的峰压。此种反射影响,在理论与实践上都已证明用声学近似处理是足够精确的。这时超压峰值与无限场一致。在 $Hh \ll R^2$ 的情况下,由图 1 不难得到激波持续时间 τ_{ak} 为

$$\tau_{ak} = \frac{2Hh}{Ra_0} \quad (1)$$

a_0 为声速(激波速度,单位为米/秒), H 和 h 分别为爆深和测深, R 为爆距,即爆源至测点的距离(单位为米)。冲量 I_{ak} 则为

$$I_{ak} = \int_0^{\tau_{ak}} P_m e^{-t/\theta} dt = P_m \theta (1 - e^{-\tau_{ak}/\theta}) \quad (2)$$

另一种情况是在非规则反射区,波形整个发生了畸变,峰压大为降低,波形成一等腰三角形,波峰略呈园突的形状。这时,超压的时间历程不能用前述指数函数的关系描述。图 2(a)爆深(H)测深(h)各为一米,表示无限场中激波波形的图,图 2(b)为规则反射区的波形,稀疏波对入射波产生切断效应。图 2(c)和图 2(d)中 $H = h = 6.4$ 厘米和 $H = h = 3.5$ 厘米,为近自由水面水下爆炸的波形,爆距均为 1.96 米。由于图 2 的时标均相同,可见激波持续时间缩短很明显。又由于近自由水面水下爆炸激波超压比尺放大了一倍,显然峰压比无限峰压场的低。两种反射区的分区原则,在第四部分再详细讨论。

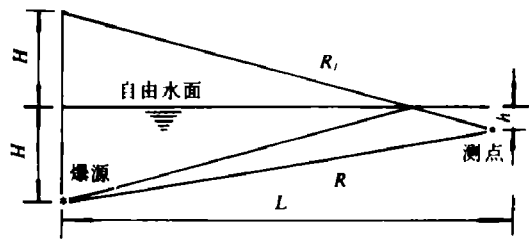
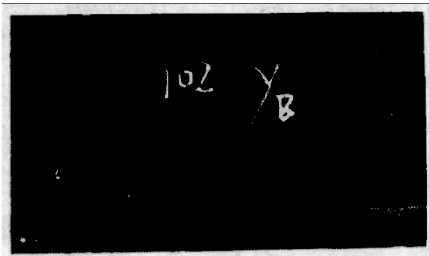
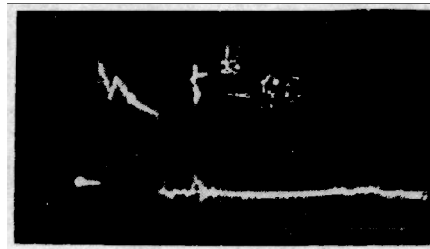


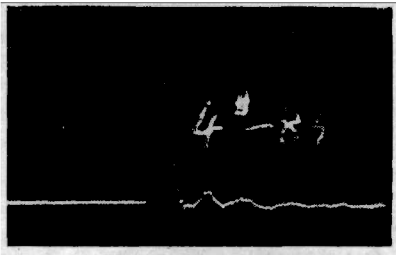
图 1



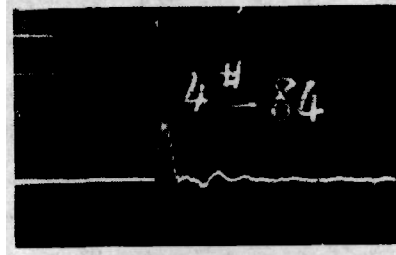
a) 无限场水下爆炸波形
时标 1 厘米表示 50 微秒,峰压
1 厘米表示 17 公斤/厘米²



b) 近自由水面水下爆炸规则反射区波形
时标 1 厘米表示 50 微秒,峰压 1 厘米
表示 23 公斤/厘米²



c) 近自由水面水下爆炸规则反射区波形
时标1厘米表示50微秒,峰压1厘米表示10公斤/厘米²



d) 近自由水面水下爆炸非规则反射区波形
时标1厘米表示50微秒,峰压1厘米表示10公斤/厘米²

图2 实测波形

试验结果数据按激波超压, 激波持续时间和冲量分别绘成如图3~5所示的曲线。曲线图能定量地反映近自由水面水下爆炸时激波参数的特征。

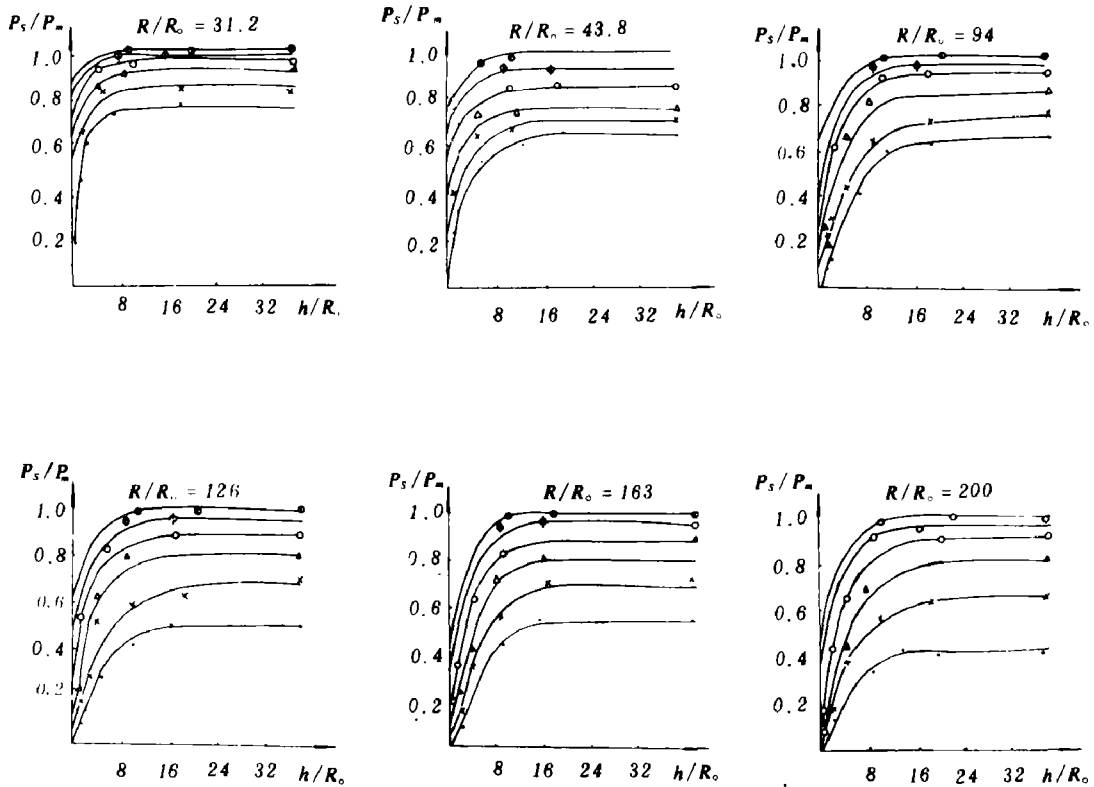


图3 近自由水面水下爆炸时激波的超压

• $H_0 = 1R_0$, × $H_0 = 2.18R_0$, △ $H_0 = 4.0R_0$, ○ $H_0 = 5.0R_0$, ◊ $H_0 = 8.13R_0$, ⊕ $H_0 = 10R_0$

图3所示的超压曲线表示出在一个确定的距离(相对距离 R/R_0)上,按照相对于无限场时超压峰值(P_m)和近自由水面水下爆炸超压峰值(P_s)的比值 P_s/P_m (纵座标)绘出不同爆深(相对爆深 H/R_0)与测深(相对测深 h/R_0)的关系。药球半径 $R_0 = 0.053q^{1/3}$ (米),其中 q 为炸药重量(公斤)。图3的这些曲线表明:

(1) 对于各种不同的爆距($R/R_0 = 31.2 \sim 200$),在爆深一定时,超压比(P_s/P_m)随测深的变化均有类似的规律,即爆深与爆距一定时,相对测深(h/R_0)大于“某一深度”时,超压比则保持为某一常数。在这种条件下,测点已落在规则反射区内,稀疏波没有影响到直达波的峰值。这“某一深度”正好是测点处于变态面上的深度,定义为“变态测深”。显然变态测深随爆深和爆距而变。爆深相同时,爆距愈远,则变态测深愈大。而爆距相同时,爆深愈小,则变态测深愈大。

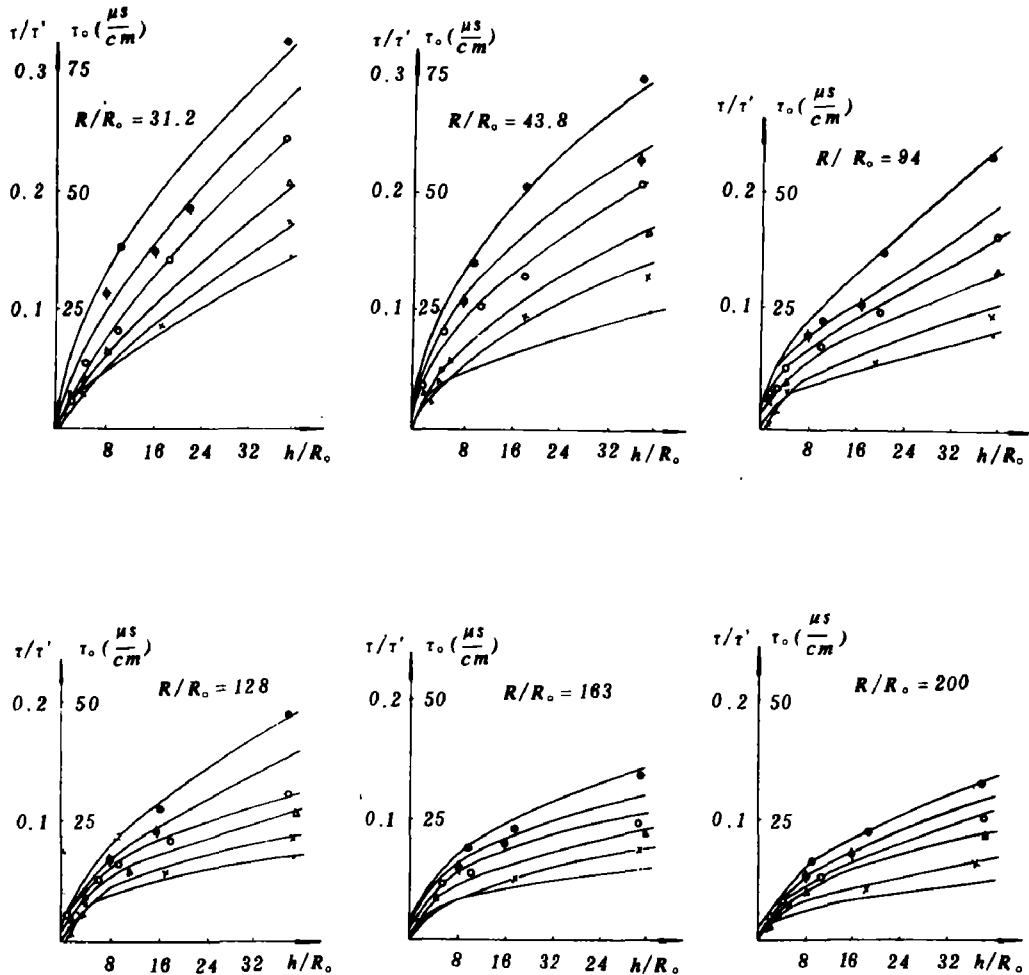


图4 近自由水面水下爆炸的激波持续时间

• $H_0 = 1$, \times $H_0 = 2.18$, Δ $H_0 = 4.0$, \circ $H_0 = 5.0$, ϕ $H_0 = 8.13$, Φ $H_0 = 10$

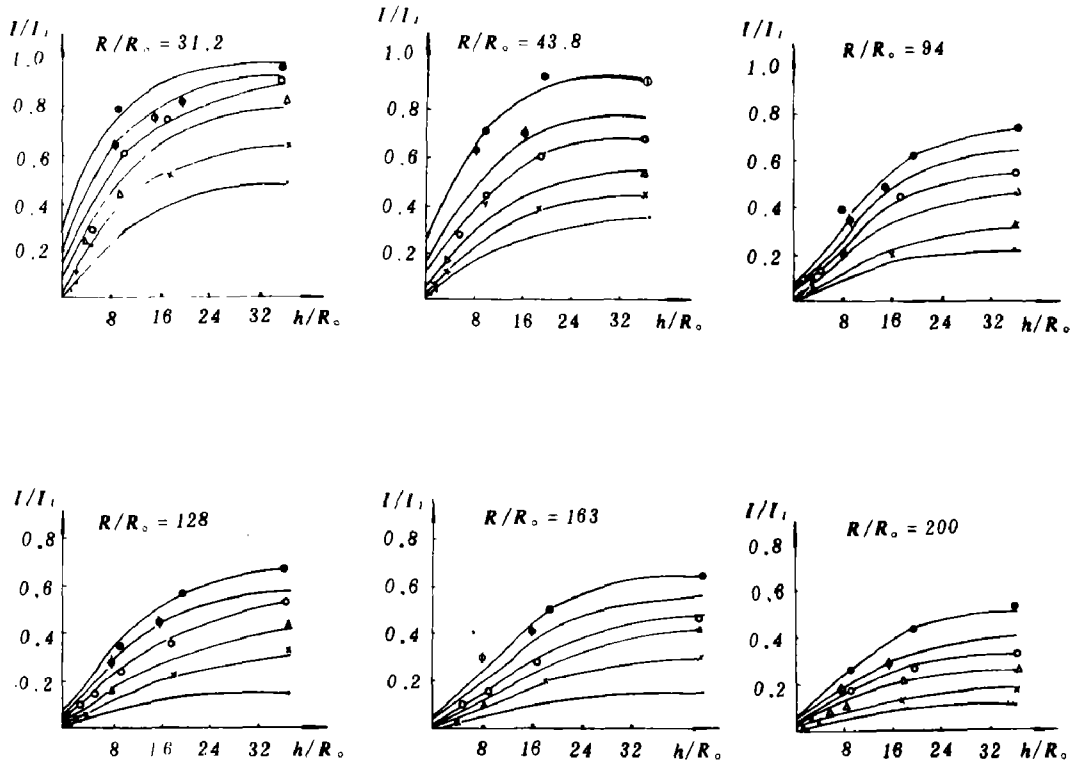


图5 近自由水面水下爆炸的冲量

• $H_0 = 1.0$, × $H_0 = 2.18$, △ $H_0 = 4.0$, ○ $H_0 = 5.0$, ϕ $H_0 = 8.13$, ⊙ $H_0 = 10$

超压比保持的某一常数值是随爆深、爆距而变的。爆距一定时，爆深愈小，该常数值也愈小。爆深一定时，该常数值随爆距增大而减小。如爆深 $H/R_0 = 1$ 时，爆距为 $R/R_0 = 31.2$ 的超压比值约为 0.75，而 $R/R_0 = 200$ 时，则超压比约为 0.40。

(2) 水下爆炸能不向空中逸出的最小深度，称为临界爆深，这时在水域中存在超压比 $P_i/P_m = 1$ 的区域。由图 3 曲线可见，临界爆深与爆距无关。只要爆深大于临界爆深，在规则反射区的水中激波超压与无限场的相同，即 $P_i = P_m$ 。基于这一点，我们认为水下爆炸，当规则反射区的激波超压比 $P_i/P_m = 1$ 时，则炸药在水下爆炸形成激波部分的能量没有向空中耗散；当爆深小于临界爆深时，则有一部分爆炸能量直接向空中散失，这时水域中规则反射区的 $P_i/P_m < 1$ 。 P_i/P_m 值愈小，说明爆炸能量逸出愈多。因此， P_i/P_m 值可以作为衡量能量逸出数量的指标。

图 4 所示的激波持续时间曲线，表示相对持续时间（即与无限场激波持续时间之比） τ/τ_m 以及 τ_0 (τ/R_0) 与相对测点深度 (h/R_0) 的关系。 τ_m 为无限场激波持续时间（秒）， τ 为近自由水面水下爆炸测点的激波持续时间（秒）， τ/R_0 中 R_0 的单位为厘米，其它仍用米。

图 4 曲线表明：当爆距和爆深一定时，激波持续时间随测深的增加而增加；爆深和测深

一定时, 激波的持续时间随爆距的增加而减少; 爆距和测深一定时, 爆深愈浅, 激波持续时间愈短。这些变化规律都是由于波在自由水面反射影响的结果。如 $H/R_0 = 10, h/R_0 = 40, R/R_0 = 31.2$ 时, 激波持续时间也只有无限场的 3.5% 左右。

图 5 所示的冲量曲线表示在确定的爆距上冲量 (公斤·秒/平方厘米) 和相对冲量 (与无限场爆炸时冲量的比值) 与相对测深的关系。

图 5 的曲线表明激波冲量比 (I/I_m) 的变化规律。爆距一定时, 各爆深的冲量比随测深的变化反映了超压比 (图 3) 及激波持续时间 (图 4) 与测深的关系。

四、结 果 分 析

1. 水面规则反射和非规则反射的分界线

水下爆炸的激波到达自由面时, 在水中产生稀疏波形式的反射波。如前所述, 在规则反射区, 则产生“切断现象”。而在非规则反射区, 反射回来的稀疏波整个地卷入激波, 以致波阵面产生了急剧的变化。在两个不同的反射区之间存在一个分界面, Penney 和 Keil 把它称之为变态面^[2]。分界面的爆心一侧为规则反射区, 在另一侧则为非规则反射区。一般地说, 这个面与爆深, 爆炸当量等有关。对于确定的爆源, 在某一测点直达波阵面和自由表面法线的夹角减小到某一值时, 从自由表面反射到水域中的稀疏波刚好追赶上直达波, 则该夹角称为非规则反射的临界角。Б. Д. Храстианович 等人^[3]曾根据零幅特征线(稀疏波波头)与入射波阵面沿自由表面移动速度相等的条件确定临界角为

$$\alpha^* = \sqrt{\frac{n+1}{2Bn} P_0} \quad (3)$$

式中 P_0 为波阵面超压, $B = 3045$ 公斤/厘米², $n = 7.15$ 。水下球形爆炸时, 以 $P_0 = 533(g^{1/3}/R)^{1.13}$ 代入 (3) 式, α^* 可表示为

$$\alpha^* = 1.66 / (R/R_0)^{0.56} \quad (4)$$

由此可得相对临界爆深

$$H^*/R_0 = 1.66(R/R_0)^{0.44} \quad (5)$$

H^* 称为临界爆深。当入射角大于 α^* 时, 为规则反射; 当入射角小于 α^* 时, 出现了非规则反射。

我们得到的波形表明, 在变态面上或紧靠近变态面的水域里, 波形为前沿陡峭的直角三角形。非规则反射区的等腰三角形的脉冲波形与规则反射区的指数衰减加“切断现象”的波形迥然不同, 这一特征说明波形的过渡特性 (图 6)。

我们根据实测资料绘出不同爆深的变态面曲线 (如图 7)。

由图 7 可见, 对于球形爆炸, 随相对爆深增大, 变态面向自由表面移动, 即非规则反射区缩小。这方面的工作还有待作进一步的研究。

1. 近自由水面水下爆炸时, 逸出自由表面的能量对激波超压的影响

由图 3 的曲线可以看出, 不论爆源深度如何浅, 当测深达到或超过变态测深时, 超压峰

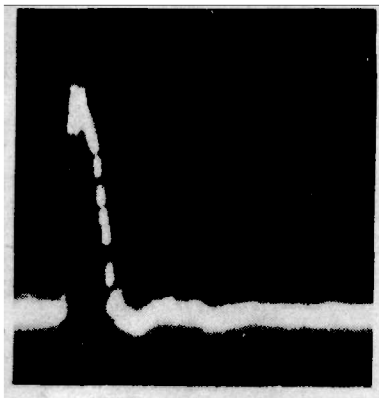


图 6 变态面上波形特征

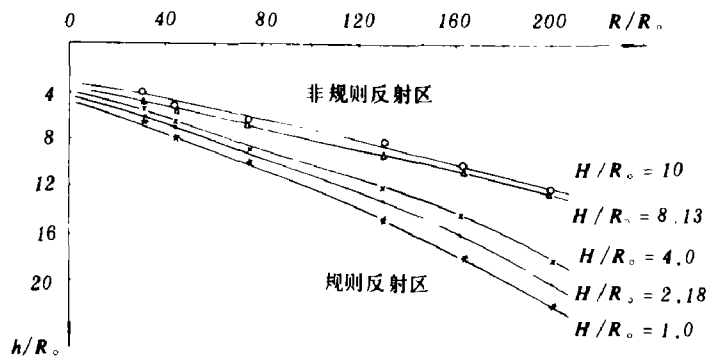


图 7 规则与非规则反射区分界面曲线

值比保持为一常数 (爆距保持不变), 而且实测波形与无限场的一样。根据这一事实, 我们假定某一当量为 q_{\pm} 的药包在无限场水中爆炸时, 以及同样的药包在近水面水下爆炸时, 在距爆源相同距离处激波的峰压比值为

$$\alpha_p = P_s / P_m \tag{6}$$

根据无限场超压与药量、距离的关系^[5]有

$$P_m = K_p \left(\frac{q_{\pm}^{1/3}}{R} \right)^{1.13} \tag{7}$$

如果我们把 P_s 看作是当量为 q_* 的无限场超压, 而仍然延用上述关系, 即

$$P_s = K_p \left(\frac{q_*^{1/3}}{R} \right)^{1.13} \tag{8}$$

于是将 (7)、(8) 式右端代入 (6) 式得

$$\alpha_p = P_s / P_m = (q_* / q_{\pm})^{1.13/3} \tag{9}$$

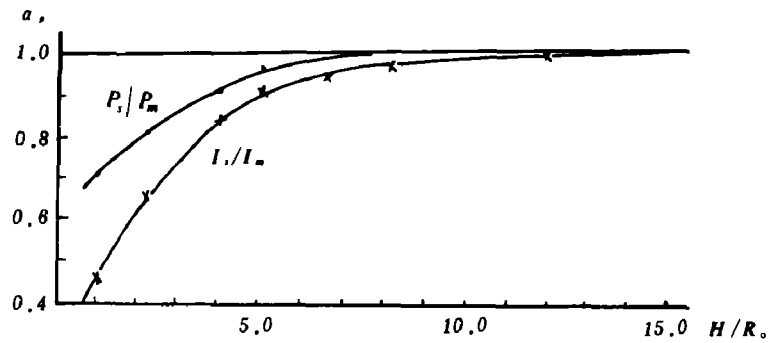
由此有

$$q_* = \alpha_p^{3/1.13} q_{\pm} \tag{10}$$

此结果表明, 如果 $q_* = q_{\pm}$, 则爆炸能量没有向空中逸出, 必有 $\alpha_p = 1$ 。因此我们可以根据一系列试验结果, 求出 α_p 的值。我们由 α_p 与爆深的关系 (测点在规则反射区) 发现, 爆深必须达到 $7 R_0$ 以上, 才有 $\alpha_p = 1$ 。表 1 列出了我们试验的结果。图 8 绘出了 $\alpha_p \sim H/R_0$ 的关系。

表 1

H/R_0	1.0	2.18	4.0	5.0	8.13	10.0	12.0
α_p	0.7	0.80	0.9	0.97	1.0	1.0	1.0
$\alpha_p^{3/1.13}$	0.388	0.553	0.76	0.922	1.0	1.0	1.0

图8 $\alpha_p \sim H/R_0$ 的关系

我们用下列函数来拟合 $\alpha_p^{2/1.13}$

$$\alpha_p^{2/1.13} = \left(\frac{H}{7R_0} \right)^{0.5} \quad (7R_0 \geq H \geq R_0) \quad (11)$$

$$\therefore q_{\text{水}} = \left(\frac{H}{7R_0} \right)^{0.5} q_{\text{全}} \quad (12)$$

文献〔4〕曾大量测定过表面波最大时的所谓下临界深度值为 $8R_0$ ，与我们所作的结果颇为相近。

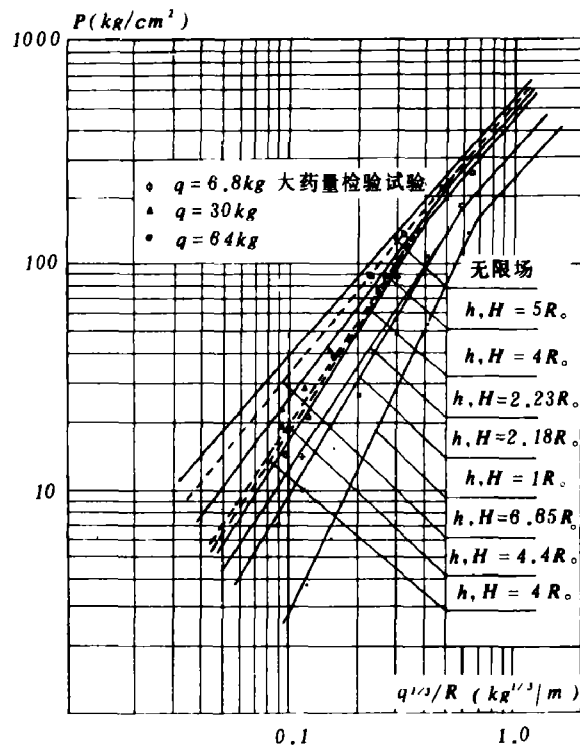
这时超压可用上式 $q_{\text{水}}$ 的右端代入库尔公式〔5〕得出

$$P_i = 533 \left(\frac{H}{7R_0} \right)^{0.18} \left(\frac{q^{1/3}}{R} \right)^{\eta} \quad (H < 7R_0) \quad (13)$$

式中 $\eta = 1.13$ ； q 表示全部爆炸当量，即前式的 $q_{\text{全}}$ （公斤）。可以这样认为库尔公式的系数 533 是当 $q = 1$ ， $R = 1$ 时的超压值，也就是单位药量爆炸在单位爆距上产生的超压值。修正系数 $(H/7R_0)^{0.18}$ 反映了由于爆深减小使超压降低的规律。对于规则反射区，可以直接取 $\eta = 1.13$ ，应用 (13) 式求超压。对于非规则反射区，则需进一步修正指数 η 。

III、自由表面非规则反射的影响及激波参数的确定

除了上述由于部分爆炸能量向大

图9 近自由水面水下爆炸 $P \sim q^{1/3}/R$ 关系

气中消散而使水中超压明显减少外,在水面反射的稀疏波影响下,非规则反射区内激波形态发生了明显的变化。激波超压,冲量和激波持续时间等参数都被强烈地削减。我们所得观测结果示于图9至图11。

图9中爆深 $H = 2.23R_0$ 的曲线是按文献〔6〕的浅水爆炸超压与 $(q^{1/3}/R)$ 的关系曲线绘出的。超压、冲量、超压持续时间随 (H/R_0) 的减小而减小,且随爆距的增加急剧地衰减。 H/R_0 、 h/R_0 愈小,衰减愈快。但相对爆距 R/R_0 较小时(约为 $R/R_0 < 25$),超压与无限场的相差也较小。超压随爆距的衰减规律也与无限场的相接近,即 $(q^{1/3}/R)^n$ 中的指数 n 可近似取为 1.13。这与公式(13)的结果相吻合。

比较图9和图10可知,随着 $q^{1/3}/R$ 的减小,冲量衰减比超压衰减要迅速得多。图10还表明 $h, H = 10R_0$ 时的曲线与无限场有明显的差别,大约在 $R < 20R_0, H \geq 12R_0$ 时,冲量才接近无限场的数值。

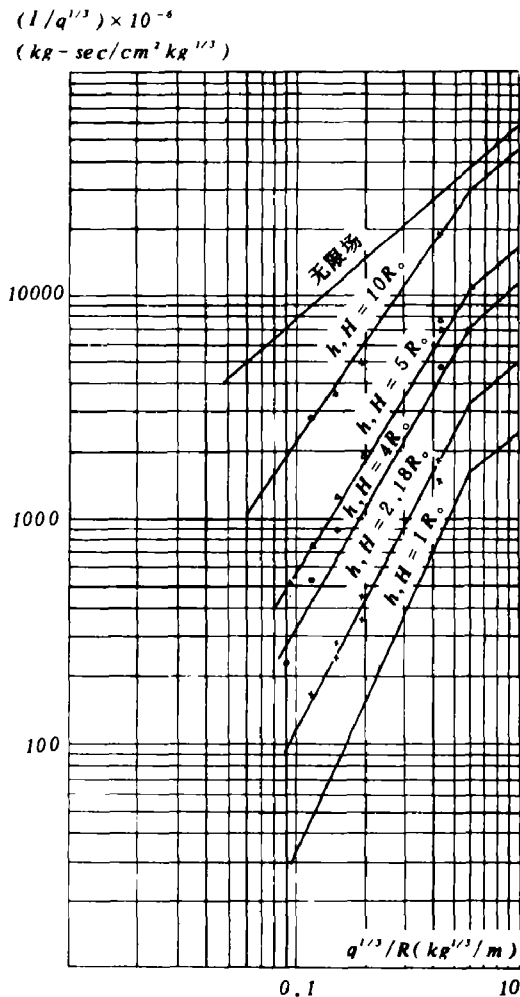


图10 近自由水面水下爆炸
 $I/q^{1/3} \sim q^{1/3}/R$ 关系

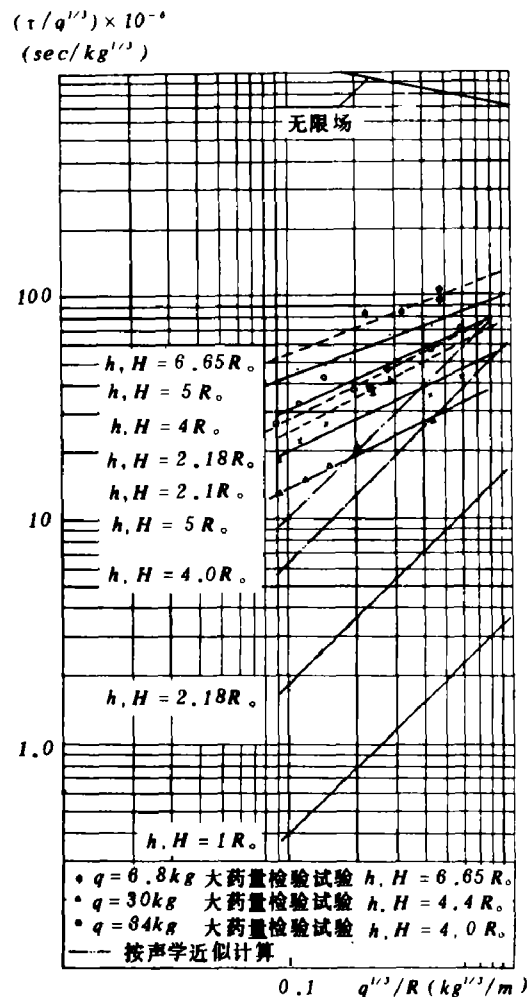


图11 近自由水面水下爆炸
 $\tau/q^{1/3} \sim q^{1/3}/R$ 关系

由图11可见激波持续时间的削减是相当大的。但是,非规则反射区的激波持续时间随爆

距衰减的速度比规则反射区的衰减慢。

1. η 值 首先由图 9 的曲线算出 $(q^{1/3}/R)^\eta$ 的指数 η 。而后采用一个包含爆深 (H/R_0) 、测深 (h/R_0) 的函数来逼近上述试验结果的 η 值。得到的函数如下:

$$\eta = 1.13 + \frac{0.6}{\sqrt{H/R_0}} + \frac{0.3}{\sqrt{h/R_0}}$$

于是非规则反射区的激波压力峰值可表示为

$$P_s = 533 \left(\frac{H}{7R_0} \right)^{0.18} \left(\frac{q^{1/3}}{R} \right)^{\left(1.13 + \frac{0.6}{\sqrt{H/R_0}} + \frac{0.3}{\sqrt{h/R_0}} \right)} \quad (14)$$

式中 h/R_0 及 H/R_0 在 $1 \sim 7$ 之间。

2. 激波持续时间 由于水面反射波整个卷入了直达波阵面, 结果使波形畸变, 阵面歪曲, 激波持续时间大为缩短, 且与距离的关系, 大致按 $1/R^{0.44}$ 的规律衰减, 比线性反射区的 $1/R$ 衰减慢。

试验也证明了规则反射区激波持续时间与几何参数有关, 而非规则反射区的激波持续时间不能再由简单几何参数决定, 变化更为复杂。图 11 中斜度较大的点划线是按声学近似计算的。比较结果充分说明了非规则反射不能按声学近似处理。

Б. Д. Храстианович 等人的研究提出非规则反射区激波持续时间 τ 可近似用下式表示^[3]

$$\tau = \frac{1.2h}{a_0 R} (H^* + H) \quad (15)$$

3. 冲量 I_s 它系由波形围成的面积所确定。根据非规则反射区波形特点, 可以按三角形近似处理, 即

$$I_s = \frac{1}{2} P_s \tau \quad (16)$$

实测结果表明, 近自由水面爆炸时非规则反射区, 冲量削减更为明显。因为超压和持续时间均受到了削减。由 (14)、(15) 及 (16) 式得出冲量为

$$I_s = 320 \left(\frac{H}{7R_0} \right)^{0.18} \left(\frac{q^{1/3}}{R} \right)^\eta \frac{h}{a_0 R} (H + H^*) \quad (17)$$

$$\eta = 1.13 + \frac{0.6}{\sqrt{H/R_0}} + \frac{0.3}{\sqrt{h/R_0}}$$

临界爆深 H^* 由公式 (5) 确定为

$$H^* = 1.66 R_0^{2.56} R^{0.44} \quad (18)$$

五、结 论

近自由水面水下爆炸时, 部分爆炸能量逸出自由水面。因此留在水下的能量减少, 激波压力比无限场降低。根据实验确定当爆深大于 7 倍药包半径时, 爆炸能量不再向空中逸出。本试验是用规则反射区超压与相应的无限场超压比值方法确定这一临界爆深的。另外, 由于激波到达水面反射的稀疏波的影响, 水中激波波形与无限场爆炸的相比, 有很明显的变化, 研究表明分两种情况: 一种是线性反射即规则反射, 产生水面“切断现象”。另一种是非线性反射即非规则反射, 激波波形畸变, 波峰大为削减, 激波持续时间明显缩短。在两种反射区之

间存在分界面或变态面, 变态面实质上是规则反射区向非规则反射区的过渡面。过渡面上的激波阵面前沿陡峭, 按直线衰减, 形似直角三角形, 与两种反射区的波形迥然不同。

本文根据近自由水面水下爆炸时的实测资料, 提出了修正库尔公式的系数与指数的方法。于是推出修正库尔公式系数的修正因子为 $(H/7R_0)^{0.18}$, 即系数变成 $533(H/7R_0)^{0.18}$ 。当 $H/R_0 > 7.0$ 时, 规则反射区的激波超压已与无限场爆炸的相等, 并认为自由水面无能量逸出。指数修正项是由试验资料采用与爆深 (H/R_0) 、测深 (h/R_0) 有关的函数来表示, 得到 $(q^{1/3}/R)^{\eta}$ 的 $\eta = 1.13 + \frac{0.6}{\sqrt{H/R_0}} + \frac{0.3}{\sqrt{h/R_0}}$ 。激波持续时间也大为减小, 但它随爆距 (R) 按 $1/R^{0.45}$ 衰减, 比规则反射区的 $1/R$ 明显减慢。冲量可取为激波持续时间与超压乘积的一半。

参 考 文 献

- (1) 钱胜国, 熊长汉, 徐光耀, 力学与实践, 2(3)(1980), 52.
- (2) Penney and Keil, 《Underwater Explosion Research》, Vol. I (1950).
- (3) Яковлев, Ю. С., 《Гидродинамика Взрывов》, Л. Судпромгиз (1961).
- (4) Holt, M., "Underwater Explosions" Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 9 (1977), 187.
- (5) 库尔, P. (罗耀杰等译), 《水下爆炸》, 国防工业出版社(1960).
- (6) 格拉斯顿, 萨. (姚琮, 黄新渠译), 《核武器效应》, 国防工业出版社(1965).

WATER SHOCK WAVE CHARACTERISTICS OF UNDERWATER EXPLOSION NEAR THE WATER SURFACE

Qian shengguo Zhang weilin Xu Guangyao

Abstract

This paper describes some of the experimental results (overpressure, impulse, duration) of an underwater explosion near the water surface. For an underwater explosion near the water surface, the shock wave in water will change evidently. Experiment shows that there are two kinds of reflections of the free surface, one of them is linear reflection called "the surface cutoff" and is clear to us. The other is nonlinear reflection, the shock wave is much destroyed and its peak overpressure is much decreased. In this paper the later is comprehensively discussed. Through a great deal of test and analysis, a mathematical model of the overpressure is formulated. The formula is obtained from the Cole formula with revised coefficient and power. The coefficient is revised by the idea of energy released from free surface into atmosphere.