文章编号：1000-5773(2005)03-0247-10

均匀炸药冲击起爆和起爆后的行为*

李银成

(北京应用物理与计算数学研究所，北京 100088)

摘要：介绍并分析了Campbell等人研究均匀炸药冲击起爆和起爆后行为所获得的实验结果，但不涉及其冲击起爆条件。Campbell等人的实验表明，足够强的冲击波进入硝基甲烷后，经过若干微秒的感应时间，爆轰发生在隔板与炸药间的界面处。这就是说，在均匀炸药中，足够强的冲击虽非瞬时但直接(指不经过其它过程，如爆燃)引发了爆轰。重新处理后的实验数据表明：硝基甲烷起爆后，爆轰波的净爆速小于正常爆速；当进入硝基甲烷的初始冲击波的有效压力 p_{eff} 由8.82 GPa升至12.14 GPa时，感应时间 t_{ind} 的实验值由3.06 μs降至0.705 μs。以两相的排平(A,m)物态方程描述爆轰产物，较为严格地重新推导了基于热起爆理论的估算感应时间 t_{ind} 的公式。在上述 p_{eff} 的变化范围内，t_{ind} 的理论值则由248 μs降至0.99 μs，明显地高于实验值。这表明，热起爆理论不适于描述硝基甲烷的冲击起爆行为。从本质上讲，热起爆理论对均匀炸药的冲击起爆行为的描述，不符合物质运动的微观图像，因此，它不适于描述均匀炸药的上述行为。

关键词：炸药；爆轰；起爆；物态方程

中图分类号：O381；O414.12 **文献标识码**：A

1 引 言

爆轰(Detonation)可定义为以高于火炸药(Explosive)音速的速度传播的燃烧；而可以产生爆轰的火炸药为高速火炸药(High Explosive)[1]，简称为炸药(Explosive)。起爆(Initiation)为炸药在一定强度的某种作用下，其内的化学反应猛然加速，从而引发爆轰的过程。炸药的起爆按作用的种类不同，可以分为冲击起爆(Shock Initiation)与热起爆(Heat Initiation)两类。冲击起爆为炸药在一定强度的冲击作用下起爆。雷管起爆传爆药或炸药透镜，后者再起爆主装药或主发炸药，以及主发炸药再起爆被发炸药，这些都是最常见的冲击起爆的实例。炸药按感度分为起爆药(Primary Explosive)和猛炸药(Secondary Explosive)两类。猛炸药按其物理形态，可分为均匀炸药(Homogeneous Explosive)和非均匀炸药(Heterogeneous Explosive)两类；两者的冲击起爆和起爆后的行为有所不同，故而在研究冲击起爆时，要对猛炸药做这样的分类。当然，两者之间也必然存在一些共同点，因此，两方面的研究成果也是可以相互借鉴的。热起爆为炸药块整体在一定强度的加热作用下起爆。应注意到，热起爆引发的必定是定容爆轰，这是因为如果加热不能直接引发炸药块整体的定容爆轰，则燃烧要经过爆燃再转变为爆轰，这从本质上讲，不属于热起爆。当带壳炸药与靶板或重锤等发生较低速的相互撞击，若这时进入炸药的冲击波强度不能满足冲击起爆条件，然而壳体受撞击部位相对于其它部位的位移，会使炸药块整体受到较严重的挤压；最终，带壳炸药自身的或重锤的动能，通过一个准静态过程，有相当大的一部分转变为炸药的内能，使得炸药内的温度处处均匀地、显著地升高，当满足一定的条件时，化学反应猛然加速，从而引发炸药块整体的定容爆轰；这即为热起爆。还有一种过程通常称为热爆炸(Thermal Explosion)，但它的起爆方式显然也是热起爆。

* **收稿日期**：2004-06-02；**修回日期**：2004-10-12

作者简介：李银成(1940—)，男，研究员，主要从事爆轰物理学研究. E-mail：ychlaoli@163.com

对起爆机制的解释,历来有两种理论:热起爆理论和压力起爆理论。热起爆理论适用于描述热起爆行为。热起爆时,炸药的加热是在一个准静态过程(毫秒或以上量级)中完成的,因此,它应该用一种准平衡态理论——热起爆理论来解释:炸药受到一定强度准静态的自加热或挤压作用后,炸药的整体温度显著升高,使化学反应加速,反应放热使得温度进一步升高,从而引起更激烈的反应,最终引发炸药块整体的定容爆轰。压力起爆理论适用于描述冲击起爆行为。冲击起爆时,冲击波与炸药的相互作用是在极短的时间尺度(微秒量级)内完成的,它是一个非平衡态过程,因此,它应该用一种非平衡态理论——压力起爆理论来解释:均匀炸药受冲击后,其分子间会发生强烈振动,通过耦合作用逐渐引起分子内部的振动,键能较低的键能够更快地获得较多的能量,强烈的振动使它先行断裂,不等温度达到微观平衡,化学反应就加速进行,并以明显高于平衡温度下的反应速度快速进行,最终引发爆轰。因此,压力起爆理论可提供均匀炸药冲击起爆过程中物质微观运动的合理图像。然而,因为热起爆理论易用,通常也被借用来解释均匀炸药的冲击起爆:炸药受冲击后局部温度显著升高,使其内的化学反应加速,反应放热使得温度进一步升高,从而引起更激烈的反应,最终引发爆轰。不容置疑,这种借用起到了一定的历史作用。但是,由于它引进了描述平衡态的热力学量——温度,作为描述化学反应的自变量,即其主张,均匀炸药受冲击后,只有当比内能在分子间与分子内的各自由度间达到平衡分布后,化学反应方才开始进行,故而这种借用是不适当的。不仅如此,均匀炸药的一些冲击起爆行为也是无法借用热起爆理论较为精确地定量描述的,例如,本文将讨论的硝基甲烷的冲击起爆感应时间即是如此。

Zeldovich 和 Companeets 是压力起爆概念的提出者。在他们的著名著作中,在两次谈到炸药的冲击起爆时都说,压缩直接使炸药生成产物[2],都没有提到温度。这绝不是偶然的,而是基于他们对物质微观运动图像的清晰认识。一些学者用分子动力学方法研究了炸药在受到冲击时的起爆行为[3~5]。崔季平和何宇中用分子运动论方法说明了,单晶固体的晶格在受冲击后,能量是如何从分子间的振动模转移到分子内的振动模上去的;键能低的键的振动模的弛豫时间短,这些模的强烈振动导致了单晶固体炸药分子的非平衡裂解[5]。

Campbell 等人 1961 年报告了他们用均匀炸药(主要是硝基甲烷)做的约 300 次观测冲击起爆和起爆后的行为的实验结果[6]。他们测到了硝基甲烷(NM)的冲击起爆感应时间,即从一定强度的冲击波进入 NM 的前端面起,到爆轰在前端面处发生所经历的时间间隔。他们在同一个冲击波强度下,测得了多个散布较大的感应时间数据。Campbell 等人又用 Hubbard 等人[7]的热起爆理论,导出了估算冲击起爆感应时间的理论公式,对应于单一的冲击波强度实验值,得到了单一的感应时间理论值[6]。它与多个实验值在数量级上相同或只差一个数量级。他们认为,由于估算方法与所用数据存在近似,两者之间的这种接近程度,仍然可以表明实验结果支持理论。从此,借用热起爆理论解释均匀炸药的冲击起爆行为,被较普遍地接受;以其派生的热点起爆理论解释非均匀炸药的冲击起爆行为[8],被更普遍地接受。Campbell 等人的实验工作提供了均匀炸药此类行为的大量数据和信息,至今仍为后学所看重。但是囿于历史的局限,他们在实验结果的处理与理论公式的推导上有所失当,因此,有必要对这部分工作重新加以审视。

本文介绍 Campbell 等人研究均匀炸药此类行为的实验结果,并报告对实验数据所做的重新处理。同时将引进冲击波有效强度的概念,以说明在同一个冲击波强度下测得多个感应时间的原因。由此,获得了多组感应时间与冲击波有效强度一一对应的实验数据。还将对以热起爆理论为基础的、估算感应时间所用的公式,进行更为严格的重新推导。由此可以期望,在上述两个基础上,对借用热起爆理论解释均匀炸药冲击起爆行为的合理性,重新加以检验,所得出的结论将更有说服力。

章冠人和陈大年在这方面的专著[9],全面地评介了有关学者以前的工作,值得推荐。本文作者亦从中受益匪浅。

2 Campbell 等人的实验结果与本工作的重新处理

2.1 均匀炸药冲击起爆的全过程

Campbell 等人设计并实施了多种以硝基甲烷(NM)为观测对象的冲击起爆实验。他们根据多种实验获得的信息,特别是根据第Ⅳ类实验获得的、显示 NM 冲击起爆全过程的完整记录[6],对其全过程描述如下:初始冲击波进入炸药,然后以几乎不变的初始速度 u_s 继续传播;这时,隔板与炸药间的界面以

与波后粒子速度 u_p 相同的速度运动;经过感应时间 t_{ind},爆轰在界面处发生(在图 1 中标记为 A 点,称为起爆点);接着它以明显高于正常爆速的速度 D^* 在受过压缩的 NM 中传播;再经过时间间隔 t_2,在时刻 t_1,爆轰波追赶上初始冲击波(在图 1 中标记为 B 点,称为转变点);在转变点,爆轰波与冲击波相互作用并转变为爆速为 D_{st} 的强爆轰;在很短的时间内,强爆轰减弱为爆速 D_j 的正常爆轰,见图 1 所示。在图 1 中,由于 D_{st} 持续时间很短,故未加标示。显然,感应时间 $t_{ind}=t_1-t_2$。

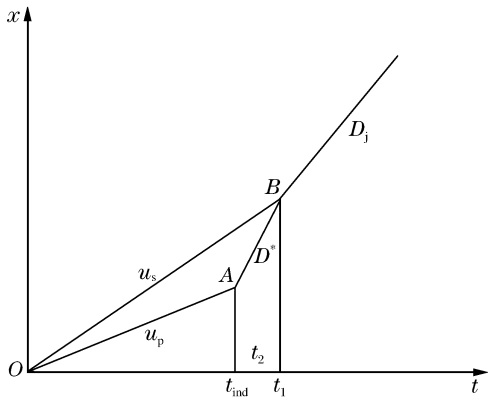


图 1　均匀炸药起爆和起爆后行为的时空示意图

Fig. 1　Space-time scheme of initiation and after-initiation behaviors for a homogeneous explosive

2.2　第Ⅰ类与第Ⅱ类实验

2.2.1　Campbell 等人的实验结果

Campbell 等人的第Ⅰ类实验是,用转镜法测定传入 NM(初始密度为 1.125 g/cm^3)的初始冲击波速度 u_s 和转变点后强爆轰速度 D_{st}。实验测得 $u_s=4.50$ km/s,$D_{st}=6.90$ km/s。他们还以辅助实验测得,NM 的正常爆速 $D_j=6.26$ km/s。

第Ⅱ类实验是用电探针法测定镀铝的界面速度 u_p,以及受冲击压缩后 NM 中的爆轰波速度 D^*。在此要特别说明的是,在 NM 中,初始冲击波不能使电探针产生电信号,而镀铝的界面和爆轰波则能使电探针产生电信号。Campbell 等人通过若干个第Ⅱ类实验,弄清楚了爆轰发生于界面处。由于电探针在冲击波的作用下其端面会发生位移,所以实验测得的这两个速度都只是表观速度。实验得出,界面的表观速度为 1.307 km/s,爆轰波的表观速度为 11.027 km/s,后者显著高于 NM 的正常爆速。

Campbell 等人还给出了一种由表观速度求真实速度的近似方法。设第一对探针端面间的距离为 b,测得的时间间隔为 t_b,则界面的表观速度为 b/t_b。令受冲击后探针端面的移动速度为 w,则界面的真实速度 u_p,可以由下式求得

$$u_p t_b = b - bw/u_s + wt_b \tag{1}$$

式中:bw/u_s 为冲击波由前探针端面至后探针端面期间,前探针端面的位移使两探针端面间距离缩短的值(在此后的一段时间内,两探针端面以相同的速度 w 运动,故保持两探针端面间距离 $b-bw/u_s$ 不变);wt_b 是界面从前探针端面至后探针端面期间,后探针端面移动的距离。

在界面离开第一对探针尚未到达第二对探针时,爆轰在界面处发生。设第二对探针端面间的距离为 d,测得的时间间隔为 t_d,则爆轰波的表观速度为 d/t_d。爆轰波的真实速度 D^* 可由如下的关系式求得

$$D^* t_d = d - dw/u_s + wt_d \tag{2}$$

其中,各项的物理意义参见前式的说明。

爆轰波是在受冲击后获得整体运动速度的、密度增加了的 NM 中产生的,因此爆轰波的真实速度 D^* 由如下几项组成

$$D^* = D_0 + \alpha(\rho-\rho_0) + u_p \tag{3}$$

式中:$\alpha(\rho-\rho_0)$ 为 NM 受冲击后由于密度增加所产生的爆速增量,ρ 和 ρ_0 分别为 NM 的波后密度和初始密度,α 为系数;D_0 为 D^* 扣除爆速增量 $\alpha(\rho-\rho_0)$ 和整体运动速度 u_p 后的爆速。相对于表观爆速 d/t_d,D^* 和 D_0 均为真实爆速,为便于区分,分别简称为全爆速和净爆速。将冲击波关系式

$$\rho-\rho_0 = \rho_0 u_p/(u_s-u_p) \tag{4}$$

代入(3)式,可将它改写为

$$D^* = D_0 + \alpha\rho_0 u_p/(u_s-u_p) + u_p \tag{5}$$

他们以专门的辅助实验测得 $\alpha=3.20$ (km/s)/(g/cm^3),并认为冲击波后由于比内能与压力的增加所分别产生的爆速变化或许可以彼此抵消,故未考虑对后两者进行修正。

囿于历史的局限,Campbell 等人认为净爆速 D_0 即为 NM 的正常爆速 D_j。这样,已知 u_s 与 D_0,解由(1)式、(2)式和(5)式组成的方程组,即求得 $u_p=1.70$ km/s,$D^*=10.19$ km/s,$w=0.56$ km/s。进而由如下的冲击波关系式

$$p=\rho_0 u_s u_p \tag{6}$$

求得 $p=8.60$ GPa。

2.2.2 *本工作对实验的评论及对实验结果的重新处理*

第Ⅰ类与第Ⅱ类实验以电探针法和高速摄影法探测爆轰波,等于承认爆轰是一种燃烧,因为两种方法利用的是燃烧生成的高温气体的电离与发光效应。

众所周知,已知 u_s 求 u_p 的最便捷的方法是,借助$\{u_s,u_p\}$冲击 Hugoniot 实验数据。但是,当年 Campbell 等人无 NM 的$\{u_s,u_p\}$冲击 Hugoniot 实验数据可用,因此需要借助于第Ⅱ类实验。后一种方法是较间接的与较近似的,并且依据的仅仅是一组实验数据,因此,求得的 u_p 值可能存在较大的误差。现在,有 NM 的冲击 Hugoniot 实验数据[13]可用,可将其拟合为线性表达式

$$u_s=c_0+\lambda u_p \tag{7}$$

式中:c_0 和 λ 为拟合系数,求得 $c_0=1.6467$ km/s,$\lambda=1.6372$。这样,已知 u_s,则可得 $u_p=1.74$ km/s,$p=8.82$ GPa。应该强调,Campbell 等人刻意使各类实验装置输出的冲击波强度达到一致,因此,应该认为上述冲击波强度数据对于其各类实验装置是一致的。

如上所述,Campbell 等人通过若干个第Ⅱ类实验,弄清楚了爆轰发生于界面处。这一点很重要,即冲击虽非瞬时但直接引发了爆轰,而不是冲击引发爆燃,然后由爆燃转变为爆轰,所谓 SDDT[10]。

再来讨论(5)式中的 α。其实,辅助实验测定的 α 只能是爆速随冲击后密度变化的全导数,不可能是偏导数。之所以这样说,是因为 NM 是液态炸药,实验无法做到仅仅改变密度,而保持比内能与压力不变。利用文献[11]中的 NM(装药密度为 1.1322 g/cm^3,爆速为 6.2908 km/s)的数据,可以得到其爆速随密度变化的全导数 $\alpha_1=3.13$ (km/s)/(g/cm^3),与这里的 α 值很接近。再者,比照文献[12]给出的、估算不同初始装药密度下炸药的爆轰参数的方法,可以估算受不同强度的冲击波冲击后,密度、比内能和压力都提高后的炸药的爆轰参数。估算所需的参考等熵线参数,可从文献[11]中选取。这里所用的 NM 在受冲击后,以这种较为严格的方法求得的爆速,与用泰勒公式与参数 α 近似估算得到的爆速相比较,差别在 2%之内。因此,Campbell 等人实验测定的参数 α,确实是爆速随冲击后密度变化的全导数,故而(5)式与 $\alpha=3.20$ (km/s)/(g/cm^3) 仍将在本文中被采用。

更为关键的问题在于,尽管爆轰波的表观速度显著高于正常爆速,然而净爆速 D_0 既有可能等于、也有可能小于正常爆速 D_j。因此,应该认为 D_0 与 D^* 和 w 一样均为未知量。这样,已知 u_s 和 u_p,由(1)式、(2)式和(5)式组成的方程组,即可解得 $D^*=10.14$ km/s,$w=0.614$ km/s 和 $D_0=6.12$ km/s。果然,D_0 低于 D_j。这一点表明,均匀炸药起爆后,其净爆速并非一开始就达到正常爆速。再者,Campbell等人还发现,在发光实验的底片上,净爆速 D_0 对应的发光强度低于正常爆速 D_j 的约 180 K,这更加直接地支持了上述结论。应该注意到,虽然这里得到的 D_0 为一个常数,但并不表明它在传播过程中是始终不变的,而是由于这里所采用的近似方法只能求得其平均值。其实,借鉴对于甚高密度非均匀炸药的此类行为的研究结果[14],可以认定,均匀炸药起爆后,其净爆速将会不断增长。

2.3 第Ⅲ类实验

2.3.1 *Campbell 等人的实验结果*

NM 是透明的,第Ⅲ类实验是用转镜法,观察其爆轰发光,因此,又称为发光实验。实验底片上记录了初始冲击波进入 NM 的时刻,这可以通过安放在界面上的气泡的发光对此进行判断。接下来,底片记录了受冲击后 NM 中的爆轰波(净爆速为 D_0)发出的弱光,最后又记录下这个爆轰波追赶上初始冲击波后产生强爆轰时发出的强光。这里所指的发光强弱,都是相对于正常爆轰的发光强度而言的。从 6 次发光实验的底片上,Campbell 等人读取的 6 对 t_1 和 t_2 值,以及进而求得的感应时间 t_{ind},都未加括号地列在表 1 中。对于在同一个冲击波强度下,为什么测得了 6 个散布很大的感应时间 t_{ind} 数据,他们没有作出任何解释。

表 1　爆轰发光实验结果

Table 1　Results of detonation lighting experiments

t_1 /(μs)	t_2 /(μs)	t_{ind} /(μs)	u_s /(km/s)	p /(GPa)	u_p /(km/s)	D^* /(km/s)	D_0 /(km/s)
1.07	0.37 (0.365)	0.70 (0.705)	4.50	8.82	1.74	9.72 (9.83)	5.70 (5.81)
1.07	0.36 (0.365)	0.71 (0.705)	4.50	8.82	1.74	9.94 (9.83)	5.92 (5.81)
1.22	0.41	0.81	4.50	8.82	1.74	9.95	5.93
1.61	0.53	1.08	4.50	8.82	1.74	10.12	6.10
2.94	1.00 (0.96)	1.94 (1.98)	4.50	8.82	1.74	9.85 (10.19)	5.83 (6.17)
4.53	1.39 (1.47)	3.14 (3.06)	4.50	8.82	1.74	10.73 (10.24)	6.71 (6.22)

由图 1 可以看出,爆轰波赶上初始冲击波所走的距离,可以沿两条路径求得

$$u_s t_1 = u_p (t_1 - t_2) + D^* t_2 \tag{8}$$

这样,已知 u_s 和 6 对 t_1、t_2 测量值,并且依然认为 $D_0 = D_j$,解由(5)式和(8)式组成的方程组,即可求出相应的 u_p 和 D^* 值;进而可以求得相应的 p 值(所得数据见原文,在此从略)。他们预计这些值将比用第Ⅱ类实验的实验数据求得的好,因为在这里不必引进探针端面的移动速度为常数的假定。但是,实际情况却相反,得到的结果是不合理的:冲击波速度都相同,而粒子速度和冲击波压力却各不相同;冲击波压力较高时,感应时间反而较长。面对这样的结果,他们也未能提出合理的解释。

2.3.2　*本工作对实验结果的重新处理与解释*

(1) 对实验结果的重新处理与修正

已知 u_s、u_p 和 6 对 t_1、t_2 测量值,解由(5)式与(8)式组成的方程组,即可求出相应的 D^* 和 D_0 值,见表 1 内不带括号的相应数据。由这些数据可以看出,各次实验所有的冲击波强度量都相同,这是合理的。而且,除第 6 行之外,所有 D_0 值均小于 D_j 值。再次表明均匀炸药起爆后,净爆速 D_0 并不是从一开始就达到正常爆速 D_j 的。然而,仍然存在冲击波强度相同而感应时间不相同的问题,此问题留待下一小节处理。

先设法修正表 1 中给出的一些 D_0 值的不合理之处。从发光实验的底片上可以看到,所记录的爆轰波阵面上有很多“毛刺”,因此,从底片上读取的 t_1 和 t_2 值不可能很准确。第 6 行给出的 D_0 值大于 D_j,很可能是由于判读误差造成的;适当调整第 6 行的 t_2 值,即可使相应的 D_0 值小于 D_j,见表 1 第 6 行带括号的数据。同样,适当调整第 5 行的 t_2 值,即可使相应的 D_0 值介于第 4 行与第 6 行带括号的 D_0 值之间,见表 1 第 5 行带括号的数据。第 1 行与第 2 行的两组数据有相同的 t_1 值,而有两个稍为不同的 t_2 值,显然更为准确的 t_2 值应为两者的平均值,这样计算得到的 D^* 值和 D_0 值,见表 1 第 1 行或第 2 行带括号的数据。以后,这两组实验数据将合并为一组。

(2) 冲击波有效强度的引进与对实验结果的重新解释

显然,实验所用的炸药透镜与主发炸药的密度不可避免地会存在不均匀,它们的表面与隔板的表面也不可能绝对平整,而这些瑕疵都会使得入射冲击波阵面上的某些局部的压力显著升高。从发光实验的底片上可以看到 ,NM 的爆轰波阵面上有很多“毛刺”,它们是这种局部冲击波压力升高导致局部炸药提前快速反应的证据。那么,这时尽管冲击波强度相同,它们的感应时间较之其阵面上压力绝对均一的冲击波,必然会显著缩短。若某个较强的、其阵面上压力绝对均一的冲击波导致的感应时间与之相等,则这个等效冲击波的强度为原冲击波的有效强度。根据上述定义,冲击波的有效强度总是大于或等于原冲击波强度。简言之,由于上述诸多不可控因素的存在,同样的实验装置对于感应时间的测试来说,会产生明显不同的有效压力。因此,之所以冲击波强度相同,而感应时间不同,是由于冲击波的有效强度不同。设等效冲击波的速度为 $u_{s,eq}$、粒子速度为 $u_{p,eq}$ 和压力为 p_{eq},则按照定义原冲击波的有效冲击波速度 $u_{s,eff} = u_{s,eq}$,有效粒子速度 $u_{p,eff} = u_{p,eq}$,有效压力 $p_{eff} = p_{eq}$。要注意的是,仅原冲击波的有效强

度与等效冲击波的强度相等,以及两者导致的感应时间相等,而等效冲击波导致的全爆速与净爆速将大于或等于原冲击波的相应量。显然,其阵面上压力绝对均一的冲击波的等效冲击波即是其本身,当且仅当此时,两者的强度与导致的所有量皆完全相等。

现在问题归结为:已知 5 对 t_1 和 t_2 修正后的值,解由(5)式至(8)式组成的方程组,欲求等效冲击波的参数 $u_{s,eq}$、$u_{p,eq}$和 p_{eq},以及其导致的 D^*_{eq}和 $D_{0,eq}$共 5 个未知量,因此,必须再建立一个方程式。显然,$D_{0,eq}$为 p_{eq}的函数,设 $D_{0,eq}$近似地为 p_{eq}的线性函数

$$D_{0,eq}=a'+a''p_{eq} \tag{9}$$

式中:a'和 a''为线性系数。欲确定系数 a'和 a'',需知道两组其阵面上压力绝对均一的冲击波的 p 和 D_0 数据。由表 1 数据可以看出,u_s=4.50 km/s、其阵面上压力绝对均一的冲击波的感应时间 t_{ind},应大于或等于 3.06 μs;在没有更准确数据的情况下,设其感应时间 t_{ind}=3.06 μs,则对应的 p_{eq}=8.82 GPa,$D_{0,eq}$=6.22 km/s。另外,当初始冲击波的压力达到正常爆轰的波阵面压力 p_N=19.84 GPa(在(6)式和(7)式中令 $u_s=D_j$,即可求得)时,可以推测,这时无论冲击波的阵面上压力是否绝对均一,都可以忽略感应时间;这就是说,这时的等效冲击波即为正常爆轰波的冲击波阵面本身,则 p_{eq}=19.84 GPa,$D_{0,eq}$=6.26 km/s。系数 a'和 a''即可确定。

这样,已知 5 对 t_1 和 t_2 修正后的值,解由(5)式至(9)式组成的方程组,即可求得相应的 $u_{s,eff}$、p_{eff}、$u_{p,eff}$、D^*_{eq}和 $D_{0,eq}$,见表 2。由表 2 中的数据可以看出,重新处理得到的实验数据之间的关系是合理的:当有效冲击波的 $u_{s,eff}$较大时,其 p_{eff}和 $u_{p,eff}$也较大,而其导致的 t_{ind}则较小。同时可以看出,当 p_{eff}较大时,其导致的 D^*_{eq}和 $D_{0,eq}$也稍大。应该注意到,这里的 D^*_{eq}和 $D_{0,eq}$是由等效冲击波所导致的,而表 1 中的 D^* 和 D_0 是由原冲击波所导致的,并且前两者的值分别大于或等于后两者,这是预料之中的。表 2 数据显示,当冲击波的有效压力 p_{eff}由 8.82 GPa 升高至 12.14 GPa 时,感应时间 t_{ind}由 3.06 μs 降低至 0.705 μs。

表 2 重新处理后的爆轰发光实验结果

Table 2 Results obtained by newly treated detonation lighting experiments

t_1 /(μs)	t_2 /(μs)	t_{ind} /(μs)	$u_{s,eff}$ /(km/s)	p_{eff} /(GPa)	$u_{p,eff}$ /(km/s)	D^*_{eq} /(km/s)	$D_{0,eq}$ /(km/s)
1.07	0.365	0.705	5.11	12.14	2.11	10.89	6.233
1.22	0.410	0.810	4.92	11.09	2.00	10.70	6.229
1.61	0.530	1.080	4.67	9.72	1.85	10.43	6.224
2.94	0.960	1.980	4.58	9.20	1.79	10.32	6.222
4.53	1.470	3.060	4.50	8.82	1.74	10.24	6.220

2.3.3 感应时间为零时的爆速初值

如果初始冲击波的速度仍然为 4.50 km/s,但是其阵面上由于不可控制因素造成的某些局部的压力非常高,使得感应时间降低为零,求出这时的净爆速初值,并与初始冲击波的速度相比较,是很有意义的。应该注意到,当感应时间为零时,不再存在全爆速与净爆速之间的区别,即两者合为爆速。

由(5)式和(8)式,可以求得增长中的爆轰波的净爆速的平均值 D_0 为 t_{ind}/t_2 的线性函数 $D_0=(u_s-u_p)t_{ind}/t_2+(u_s-B)$,其中 $B=\alpha\rho_0u_p/(u_s-u_p)+u_p$。应注意的是,当 t_{ind}趋于零时,t_{ind}/t_2 为 0/0 不定式。将全部$\{t_{ind}/t_2, t_{ind}\}$数据,拟合为四次多项式,即可求得当 t_{ind}=0 时,t_{ind}/t_2=0.638。再将其代入由表 1 中修正后的$\{D_0, t_{ind}/t_2\}$数据拟合得到的线性关系式,即可求得当 t_{ind}=0 时,D_0=4.48 km/s,它即为感应时间为零时的爆速初值。它与初始冲击波速度 4.50 km/s 之间的差别在实验误差之内。因此,可以合理地认为,感应时间为零时的爆速初值等于初始冲击波速度,即在这种情况下发生爆轰时,速度不会发生突跃,只有速度对于时间的导数会发生突跃。

3 对借用热起爆理论解释均匀炸药冲击起爆行为合理性的检验

3.1 Campbell 等人的检验

Campbell 等人依照 Hubbard 和 Johnson 的观点[7],借用热起爆理论以解释均匀炸药的冲击起爆

行为,并且运用热起爆理论对感应时间进行了理论估算。按照热起爆理论,均匀炸药在冲击起爆过程中的化学反应可以用温度为自变量来描述,则化学反应遵从 Arrhenius 反应率,进而可以得到估算感应时间 t_{ind} 的公式为

$$t_{\mathrm{ind}}=\nu^{-1}\int_0^1(1-f)^{-N}\exp(T_{\mathrm{A}}/T)\mathrm{d}f \tag{10}$$

式中:ν 为指前因子;N 为反应级数;$T_{\mathrm{A}}=E_{\mathrm{A}}/R$,而 E_{A} 为活化能,R 为气体常数;T 为温度;f 为表示反应度的产物质量分数。温度 T 可以由下式估算

$$T=T_1+fQ/c_V \tag{11}$$

式中:Q 为爆热,c_V 为炸药的比定容热容;T_1 为初始冲击波后 NM 的温度

$$T_1=T_0+\frac{1}{2}p(v_0-v)/c_V=T_0+\frac{1}{2}u_{\mathrm{p}}^2/c_V \tag{12}$$

式中:T_0 为正常状态的温度。所取的参数为 $\nu=10^{14.6}\ \mathrm{s}^{-1}$,$N=1$,$T_{\mathrm{A}}=27\,000$ K,$Q=5.359$ kJ/g,$c_V=1.72$ J/(K·g),$T_0=300$ K。已知 u_{p},求得感应时间的单个理论值为 0.6 μs。如上所述,他们在同一个冲击波的强度下,测得了 6 个感应时间的实验值,散布在 0.7～3.14 μs 之间。单个理论值与多个实验值在数量级上相同或只差一个数量级。他们认为,由于计算所用的参数的不确定性与估算方法的近似性,尽管这种数量级上的大致符合在很大程度上只是一种偶然,但是仍然可以认为实验结果支持以热起爆理论解释均匀炸药冲击起爆行为的做法。

3.2　本工作的重新检验

在引进冲击波有效强度的概念后,已经对实验数据重新进行了处理。在 5 个实验点上,给出了感应时间 t_{ind} 与冲击波的有效压力 p_{eff} 之间合理的函数关系,见表 2;为清晰起见又将其移入表 3。现在,以多组实验数据,重新进行这项检验,将可避免由偶然性带来的错误。

表 3　感应时间的实验值和估算值

Table 3　Experimental and calculated data of induction time

Experimental data obtained by newly treating in this work			Calculated data				
			This work's method			Campbell's method	
$u_{\mathrm{p,eff}}$ /(km/s)	p_{eff} /(GPa)	t_{ind} /(μs)	t_{ind} /(μs)	T_1 /(K)	$\Delta e_{\mathrm{p}}(v_1)$ /(kJ/g)	t_{ind} /(μs)	T_1 /(K)
2.11	12.14	0.705	0.99	1 270	5.57	0.001	1 600
2.00	11.09	0.810	3.92	1 170	5.42	0.005	1 470
1.85	9.72	1.080	42.30	1 040	5.20	0.048	1 290
1.79	9.20	1.980	111.00	997	5.11	0.125	1 230
1.74	8.82	3.060	248.00	964	5.04	0.271	1 180

其实,在所用的参数上并不存在不确定性。Arrhenius 反应率参数是由热分解实验测定的,它们应该适用于静态与准静态的化学反应过程,故而在此仍将被采用。按热起爆理论,应该认为(10)式的推导也是严格的。只是积分上限取为 1,似乎不合理,因为在冲击波强度较低时,起爆过程的化学反应很可能并未进行到底;可是即使将积分上限取为 0.1,求得的感应时间也只不过降低 1% 而已;因此,不妨仍然将积分上限取为 1。

然而,确实在估算方法上存在较为严重的近似性。首先,估算 NM 受冲击后的温度 T_1 所用的公式(12),将 NM 受冲击后所增加的比内能全部视为热运动能,这是不对的。凝聚态物质受冲击后,其所增加的比内能的一部分为分子间相互作用的势能。因此,按(12)式估算温度 T_1 势必偏高,最终将导致感应时间的理论值偏低。其实,估算温度 T_1 较为严格的方法为 Walsh 和 Christian 法[15]。对应于表 3 中所列的 $u_{\mathrm{p,eff}}$,按后者估算得到的 T_1,以及作为对照,按前者估算得到的 T_1,都分别列在表 3 之中。

其次,估算 NM 反应温度 T 所用的公式(11),将反应生成的爆轰产物与未反应 NM 的混合物的比内能全部视为热运动能,也同样是不对的。因此,按 fQ/c_V 估算反应后混合物的温度升高值势必偏高,最终也将导致感应时间的理论值偏低。此外,(11)式还将混合物的比热容以 NM 的比热容代替,也是不够准确的。

现设 NM 受冲击后，化学反应是在绝热且定容下进行的。这个假定使得所讨论的系统处于孤立状态，变得较为容易处理。起爆过程是在极短的时间内完成的，所做的绝热假定是成立的。但是，定容假定显然是不成立的。在此假定下，体系将不对外做功，使得估算的温度升高值偏高，从而也将导致感应时间的理论值偏低。应当指出，Campbell 等人也做了同样的假定，因为(11)式中只有 fQ/c_V 一项，既没有热传导项，也没有对外做功项。这就是说，在此唯一没有加以改进之处，就是沿用了定容假定。

假定 NM 受冲击后的起爆过程是在绝热且定容条件下进行的，根据热力学第一定律有

$$f[e_P(v_1,T)-e_P^*]+f(e_P^*-e_0)+f(e_0-e_1)+(1-f)[e_e(v_1,T)-e_1(v_1,T_1)]=0 \tag{13}$$

式中：下标 P 和 e 分别表示该量属于爆轰产物和未反应炸药；下标 0 和 1 分别表示该量取正常状态下的值和冲击状态下的值；上标 * 表示处于理想气体状态下。根据文献[16]，(13)式等号左边第二项的因子 $e_P^*-e_0=-Q$。根据冲击波的 Hugoniot 关系式，第三项的因子 $e_0-e_1=-(1/2)u_{p,eff}^2$。定义爆轰产物的平均比定容热容 $\overline{c_{V,P}}\equiv e_{T,P}(T)/T$[12]，其中，$e_{T,P}(T)$ 为爆轰产物的比内能中与分子热运动有关的部分。那么，代替(11)式，估算 NM 反应温度 T 的公式如下

$$T=T_1+\frac{fQ-f[e_P(v_1,T_0)-e_P^*]+f(1/2)u_{p,eff}^2-f[\overline{c_{V,P}}(T)T_1-\overline{c_{V,P}}(T_0)T_0]}{f\,\overline{c_{V,P}}(T)+(1-f)c_{V,e}} \tag{14}$$

式中：未反应炸药的比定容热容 $c_{V,e}$ 即为(11)式中的 c_V。(14)式中的因子 $\Delta e_P(v_1)=e_P(v_1,T_0)-e_P^*$，为常温下的爆轰产物分别处于 $v=v_1$ 状态与处于理想气体状态之间的冷比内能差，而所谓冷比内能为比内能中与分子间相互作用有关的部分；两种状态下与分子热运动有关的那部分比内能，则相互抵消了。$\Delta e_P(v_1)$ 可以按文献[17]给出的方法，以两相的排平(A,m)物态方程进行估算。估算时所用的参考爆轰参数，可以按文献[12]给出的方法估算；而所用的参考等熵线参数，可从文献[11]中选取。对于 5 个 $u_{p,eff}$ 值，这样估算得到的 $\Delta e_P(v_1)$ 值，也列在表 3 之中。

采用简单的估算爆轰产物组分的方法[16]，以及爆轰产物各组分的表列热力学数据[18]，按定义式经适当换算可得爆轰产物的平均比定容热容 $\overline{c_{V,P}}(T)$。对于 5 个 $u_{p,eff}$ 值，由(10)式和(14)式，用数值积分法求得的 t_{ind} 的理论值，以及作为对照，由(10)式和(11)式求得的 t_{ind} 的理论值，也都列在表 3 之中。表 3 数据显示，当冲击波的有效压力 p_{eff} 由 8.82 GPa 升高至 12.14 GPa 时，感应时间 t_{ind} 的实验值由 3.06 μs 降低至 0.705 μs；与此同时，用本文中的公式得到的感应时间 t_{ind} 的理论值由 248 μs 降低至 0.99 μs；而用 Campbell 等人的公式得到的感应时间 t_{ind} 的理论值由 0.271 μs 降低至 0.001 μs。Campbell 等人的方法，由于引进了 3 个皆可导致感应时间理论值偏低的近似，故而使得理论值都明显低于实验值，低一至两个数量级，表明这种方法的近似程度过分粗糙。Campbell 等人在其文章中，根据单个实验数据组与过分粗糙的理论公式所做的检验，其检验结论：实验结果支持以热起爆理论解释均匀炸药冲击起爆行为的做法，是不可靠的。Campbell 等人将理论值的不准确归咎于计算所用的参数的不确定性与估算方法的近似性，言外之意，只要有较为准确的参数与较为精确的估算方法，理论值与实验值将会符合得更好。事实并非如此，在判断所用的参数不存在问题并依然被采用之后，在判断所用的估算方法确有问题并进行了修改之后，情况并没有改善。经较为严格的推导得到的热起爆理论公式，尽管仍然保留了一个可导致感应时间的理论值偏低的定容假定，但是在所有 5 个实验点，感应时间的理论值都已然明显地高于实验值。如果有一种更严格的、同样基于热起爆理论的估算感应时间的方法，它连定容假定也不做，那么，所得感应时间的理论值势必将更加明显地高于实验值。因此，本工作的检验结论是，热起爆理论不适于描述硝基甲烷的冲击起爆行为。

热起爆理论不适于描述硝基甲烷的冲击起爆行为的根本原因，必须从物质运动的微观图像来分析和探查。热起爆理论引进了描述平衡态的热力学量——温度，作为描述化学反应的自变量；这意味着，该理论主张，均匀炸药的晶格或元胞受冲击后，只有当比内能在分子间与分子内各自由度间的分布达到平衡后，化学反应方才开始进行；而此时，化学反应是在较低的平衡温度下进行的，故感应时间的理论值必然明显高于实验值。因此，根据科学归纳法可以得出结论：热起爆理论不适于描述均匀炸药的冲击起爆行为。

4 结 论

(1) Campbell 等人的实验指出，足够强的冲击波进入硝基甲烷后，经过若干微秒的感应时间，爆轰

发生在隔板与炸药间的界面处。这就是说,在均匀炸药中,冲击虽非瞬时但直接(指不经过其他过程,如爆燃)引发了爆轰。本文指出,均匀炸药起爆后,其净爆速的平均值低于正常爆速,并且其净爆速在不断增长。当感应时间为零时,爆速初值等于初始冲击波速度。

(2) 从本工作重新处理后的 NM 的发光实验数据得出:当冲击波的有效压力 p_{eff} 由 8.82 GPa 升高至 12.14 GPa 时,感应时间 t_{ind} 由 3.06 μs 降低至 0.705 μs。以经较严格的重新推导得到的热起爆理论公式估算所得的感应时间,则由 248 μs 降至 0.99 μs。重新检验的结果表明,热起爆理论不适于描述 NM 的冲击起爆行为。其根本原因是,热起爆理论对均匀炸药的冲击起爆行为的描述不符合物质运动的微观图像。因此,热起爆理论不适于描述均匀炸药的冲击起爆行为。

5　讨　论

(1) 在讨论冲击起爆时,认为它是一个非平衡过程;在讨论爆轰的 ZND 理论时,又认为反应区内的每一个层面上物质都处于平衡态。其实,两者之间是不矛盾的。爆轰的 ZND 理论的基本假设——反应区内的每一个层面上物质都处于平衡态,是指每一个层面可以用同一个压力、比容和比内能来描述;这种平衡态是细观的平衡态,它有可能尚未达到微观的平衡态。在反应区的前端,物质明显未达到微观平衡态;在反应区后端,可以认为物质已达到了微观平衡态,因此,反应区末端温度——爆温的概念仍然是成立的。

(2) 虽然热起爆理论不适于对均匀炸药冲击起爆行为的解释,但本文给出的较为严格的、基于热起爆理论的估算方法,在对热起爆行为进行解释时,是完全适用的。特别是,热起爆引发的是定容爆轰,因此,定容假定在这时恰恰是成立的。

References:

[1] Chinese Encyclopedia · Chemistry Industry [M]. Beijing: Chinese Encyclopedia Press, 1987. 91; 174. (in Chinese)
中国大百科全书 · 化工 [M]. 北京:中国大百科全书出版社,1987. 91;174.

[2] Zeldovich Ya B, Kompaneets A S. The Theory on Detonation [M]. Translated by Xu H F. Beijing: Higher Education Press, 1958. 171; 183. (in Chinese)
泽尔道维奇 Ya B,康巴涅耶茨 A S. 爆震原理 [M]. 徐华舫译. 北京:高等教育出版社,1958. 171;183.

[3] Karo A M, Mehlman M H, Hardy J R. The Dynamics of Shock-Induced Energy Flux in Molecular Bonds [A]. 8th Symposium on Detonation [C]. 1985. 864－869.

[4] Trevino S F, Tai D H. Simulation of the Initiation of Detonation in an Energetic Molecular Crystal [A]. 8th Symposium on Detonation [C]. 1985. 870－880.

[5] Cui J P, He Y Z. Proceedings of Chinese 4th Symposium on Detonation (Vol 2) [C]. Shanhaiguan, Hebei, China, 1994. 1－2. (in Chinese)
崔季平,何宇中. 晶格能量弛豫与激波作用下凝聚态分子的稳定性 [A]. 第四届全国爆轰学术会议论文集(下) [C]. 山海关,1994. 1－2.

[6] Campbell A W, Davis W C, Travis J R. Shock Initiation of Detonation in Liquid Explosives [J]. Phys Fluids, 1961, 4(4): 498－510.

[7] Hubbard H W, Johnson M H. Initiation of Detonations [J]. J Appl Phys, 1959, 30: 765.

[8] Campbell A W, Davis W C, Ramsay J B, et al. Shock Initiation of Solid Explosives [J]. Phys Fluids, 1961, 4(4): 511－521.

[9] Zhang G R, Chen D N. Dynamics of Initiation of Condensed Explosives [M]. Beijing: Press of the National Defence Industry, 1991. (in Chinese)
章冠人,陈大年. 凝聚炸药起爆动力学 [M]. 北京:国防工业出版社,1991.

[10] Kroh M, Thoma K, Arnold W, et al. Shock Sensitivity and Performance of Several High Explosives [A]. 8th Symp on Detonation [C]. 1985. 1131－1138.

[11] Li Y C. Equation of State of Detonation Product (Ⅱ)—Does ZND Theory of Detonation Fail? (B) [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2000, 14(1): 6－15. (in Chinese)
李银成. 爆轰产物物态方程(Ⅱ)——爆轰的 ZND 理论不成立吗?(下) [J]. 高压物理学报,2000,14(1):6－15.

[12] Li Y C. The Test of Detonation ZND Theory with Experimental data of TNT [J]. Chinese J Chem Phys, 2002, 15

(6):438－442. (in Chinese)
李银成. 用 TNT 的{D,ρ_0}实验数据对爆轰的 ZND 理论的检验 [J]. 化学物理学报,2002,15(6):438－442.
[13] Marsh S P. LASL Shock Hugoniot Data [Z]. Berkeley, California: University of California Press, 1980. 599.
[14] Li Y C. Behaviors of Shock Initiation and after Initiation for Heterogeneous Explosives [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, to be published. (in Chinese).
李银成. 非均匀炸药冲击起爆与起爆后的行为 [J]. 高压物理学报,待发表.
[15] Walsh J M, Christian R H. Equation of State of Metals from Shock Wave Measurements [J]. Phys Rev, 1955, 97: 1544.
[16] Li Y C. Equation of State of Detonation Product (Ⅰ)—Detonation Heat, Isentropic Equation and Equation of State of Detonation Product [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1998, 12(4): 271－281. (in Chinese)
李银成. 爆轰产物物态方程(Ⅰ)——爆热、爆轰产物的等熵方程和物态方程 [J]. 高压物理学报,1998,12(4):271－281.
[17] Li Y C. Expressions of Cold Specific Energy and Cold Pressure for Detonation Products [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2005, 19(1): 71－79. (in Chinese)
李银成. 爆轰产物的冷比内能与冷压的函数表达式 [J]. 高压物理学报,2005,19(1):71－79.
[18] Xu S G. The Data for Powder Research [Z]. Beijing: Press of the National Defence Industry, 1976. 91－114. (in Chinese)
徐叔刚. 火药研究的有关数据 [Z]. 北京:国防工业出版社,1976. 91－114.

Behaviors of Initiation and after-Initiation for Homogeneous Explosives

LI Yin-Cheng

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing* 100088, *China*)

Abstract: Campbell's experimental studies of behaviors of initiation and after-initiation for homogeneous explosives were introduced and analyzed, but initiation conditions were not dealt with. Campbell's experimental results showed that detonation originated at the gap-explosive interface some microseconds of induction time later after the shock entered the nitromethane (NM). In other words, detonation is initiated by shock not instantaneously but directly (namely, not to pass through other processes, such as deflagration). The experimental data were newly treated, then they showed obviously that after initiation of detonation in NM the net detonation velocity is less than the normal detonation velocity. The experimental values of induction time decrease from 3.06 μs to 0.705 μs if the efficient pressures of shock wave increase from 8.82 GPa to 12.14 GPa. The two-phase repulsive-translation (A, m) equation of state was used to describe states of detonation product, and formularies of estimating induction time were derived newly and strictly from the thermal initiation theory. The calculated values of induction time estimated by the new formularies decrease from 248 μs to 0.99 μs if the efficient pressures of shock wave change in the same region. The calculated values of induction time are markedly higher than the experimental values. Thus this indicates that the thermal initiation theory is not applicable to describe the behaviors of shock initiation of NM. The cause is that the explanation of behaviors of shock initiation for homogeneous explosives with the thermal initiation theory does not accord with microscopic motion image of substance. Therefore, the thermal initiation theory is not the applicable one to describe behaviors of shock initiation for homogeneous explosives.

Key words: explosive; detonation; initiation; equation of state