

讲 座

超高速碰撞现象

经福谦

(中国工程物理研究院)

高速碰撞现象的研究,在反弹道导弹技术、陨石撞击下宇宙飞船的防护技术、核反应堆外壳安全防护设计、轻质装甲设计、类地行星表面陨石坑研究、车辆受撞时乘员及货物安全防护、高速撞击下发生热核反应的概念研究、以及高压下材料响应特性等研究中,都做出过重要贡献。对相撞物体动力学过程的完整描述,需要考虑相撞物体的几何构形、弹性、塑性、冲击波传播、流体动力学流动、有限应变及变形、加工硬化、热效应及摩擦效应、材料损伤的引发和传播、甚至所伴随的化学反应、冲击相变等多种动力学过程。要求得到考虑这么多因素的解析分析方法,目前还难以解决。

在弹丸撞击靶板的问题中,高速碰撞现象的研究涉及到多种特定的问题:一般地说,在低速碰撞($<250\text{m/s}$)时,所研究的问题属于结构动力学问题,这时,局域侵入与结构物体的总体变形效应紧密地耦合在一起;在稍高的碰撞速度下($0.5\sim 2\text{km/s}$),碰撞点附近区域(大约2~3倍的弹丸直径范围内)的靶材性质起主要作用,而结构效应退居次要地位;碰撞速度继续提高($2\sim 3\text{km/s}$),撞击点处的局域应力超过弹、靶材料强度很多倍,故碰撞初期的材料性质可用流体作近似处理;在极高的速度($>12\text{km/s}$)下,撞击区的能量沉积速率很快,以致会发生相撞物体的汽化爆炸现象。表1是一个根据碰撞速度 u_p 及应变率 $\dot{\epsilon}$ 对碰撞效应的一种简单分类方法。应该说明,它只是一种粗略的分类,因为变形特征还依赖于其他多种因素。

表1
Table 1

$\dot{\epsilon}$	u_p	效 应	加载方法
10^7	$>12\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$	爆炸碰撞——相撞物体汽化	
10^6	$3\sim 12\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$	流体动力学——不能忽略材料的压缩性	爆轰加速
10^5	$1\sim 3\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$	材料中的流体行为;压力接近或超过材料强度;密度是主要参数	火药炮,气炮
10^4	$0.5\sim 1.0\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$	粘性——材料强度效应明显	火药炮
10^3	$50\sim 500\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	主要是塑性	机械装置,空气炮
10^2	$<50\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	主要是弹性,局部地点塑性	机械装置,空气炮

由于受篇幅的限制,本文仅对超高速弹丸的碰撞现象进行讨论,讨论时又着重在对其物理过程(图象)的分析,不涉及复杂的数学表述。

对于超高速碰撞的速度界限的定义,过去常用某个确定的速度值($u_{p, min}$)做为它的下边界值,近年来则多改用在碰撞区弹、靶材料能发生完全“雾化”现象的速度值。这时,碰撞局域的弹、靶

1990年3月2日收到原稿,4月15日收到修改稿。

材料行为可当做流体处理,从而大大简化了对碰撞问题的分析。流体力学原理至少在分析碰撞初期过程是适用的。同时,这种超高速碰撞现象的研究,对发展更一般的高速碰撞过程的定量分析方法,也是一个重要的起点。

超高速碰撞的 $u_{p, min}$ 值随弹丸及靶的材料组合情况而异,变化范围很广。例如,对于石蜡弹丸冲击石蜡靶, $u_{p, min} \approx 1$ km/s;对于密实软金属(铅、锡、金、铜等)的弹丸和靶, $u_{p, min} \approx 1.5 \sim 2.5$ km/s;对于典型的结构材料(铝、钢等)和石材(如石英等)的弹丸和靶, $u_{p, min} \approx 5 \sim 6$ km/s;对于强度高密度低材料(铍、硼金属、以及氧化铝、碳化硼、金刚石等硬质陶瓷)的弹丸及靶, $u_{p, min} \approx 8 \sim 10$ km/s。当弹丸和靶由两种性质差异很大的材料制成时,还可能出现另一类有趣的现象。这时,一种材料的行为类似于流体,而另一种材料的行为却仍受其强度效应所控制。例如,在这样的情况下,弹丸可能保持其完整性,并深深地钻入软质低强度的靶中;或者,弹丸“平击”于靶表面上,靶仅发生微小变形或发生与强度效应有关的破坏现象,如裂纹、层裂等。

可以用以下三类实验,了解与研究由超高速碰撞力学控制的现象学的基本问题:

- (1) 对厚靶的撞击(这时,靶的侧表面和后表面对弹丸成坑过程无影响);
- (2) 对中等厚度靶的撞击(这时,靶的后表面的反射稀疏将影响到弹丸的成坑过程);
- (3) 对薄靶的撞击(这时,弹丸的绝大部分能量将传递给从靶后表面喷发出的“碎粒云团”)

1. 对厚靶的侵彻(成坑)

小行星体、流星体及彗星等小天体撞击大天体(如地球、月球等)而形成的冲击坑(或称陨击坑),是一种典型的对厚靶的侵彻问题。其主要特点是:碰撞的相对速度大,成坑过程的持续时间短。超高速弹丸冲击成坑的主要过程是:当弹丸以超高速撞击厚靶之后,将在弹丸及靶中产生强冲击波,其幅度比弹丸和靶的材料强度大很多倍,这时,弹丸及靶均将遵循可压缩流体规律变形。靶中冲击波以近于半球形的阵面向靶的深部传播,压缩靶,使之形成以“碗形坑”形式的变形结果。弹丸则在弹丸冲击波的作用下发生变形、破碎、甚至迅速汽化。与此同时,在弹丸与靶的撞击面处,还会出现高速粒子的反向喷射现象。喷射物中既有灼热的和熔融的靶材粒子,也有由弹丸材料组成的固态粒子和电离粒子。这种反向喷射现象还会伴随着闪光景观,喷射速度也可能比弹丸初始碰撞速度大好几倍。在以上的成坑过程中,弹丸物质及能量不断地消耗,直到消耗殆尽,成坑过程即告终止,这时就达到了最后的坑形。以上过程可参见图1。

现在来考虑冲击坑形的尺寸及形状。通常用“块状”弹丸(三个互为垂直方向的尺寸近似相等)做为典型例子讨论。球形、立方形、与直径等长的柱形弹丸,都可以看做是典型的“块状”弹丸。大量事实说明,超高速块状弹丸对厚靶的冲击成坑有以下两点基本特征^[2]:

- (1) 坑体积 V_c 与弹丸动能 e_p 成近似正比关系;
- (2) 坑的形状基本是半球形的。

从(1)出发,得到

$$V_c = ke_p \quad (1)$$

比例常数 k 依赖于弹丸及靶的材料性质,它一般等于 $0.5 \sim 2.0 \times 10^3$ J/cm³,随弹丸与靶的材料组合而异。从(2)出发,可将(1)式改写为

$$l_c/r_p = (\rho_p k/4)^{1/3} u_p^{2/3} \quad (2)$$

式中 l_c 为坑深, r_p 弹丸等效半径, ρ_p 弹丸密度, u_p 弹丸速度。(2)式就是侵彻深度 l_c 随弹丸速度 u_p 2/3次幂成正比的著名公式。应该说明,上述定标关系是近似的,由实验确定的较为精确的关系式是

$$l_c/r_p = (\rho_p k/4)^{1/3} r_p^{0.00} u_p^{2/3} \quad (3)$$

$$V_c = K e_p r_p^{0.18} \quad (4)$$

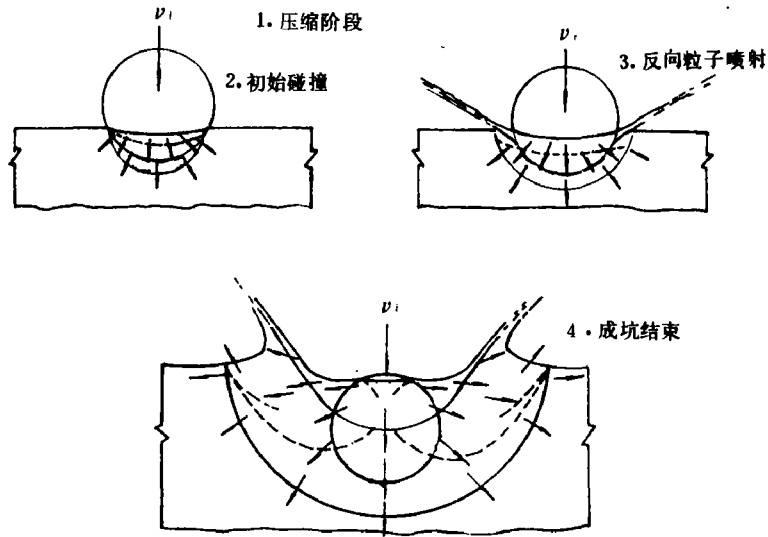


图1 撞击成坑过程示意图^[1]

Fig. 1 Schematic of the processes of impact cratering

- 1. Compression stage;
- 2. Initial contact;
- 3. Backward jetting;
- 4. Terminal engulfment.

图2是 $l_c/d_c \sim u_i$ 的实验曲线(d_c 为坑的直径)。不难看出,对任一弹丸与靶的材料组合,随着弹丸速度 u_i 的增加, l_c/d_c 最终都会趋于0.5的渐近值,即形成了半球形坑,符合以上所说的基本特征(2)。这时所对应的弹丸速度也就是 $u_{i, min}$ 的值了。以上结果就是经典超高速碰撞成坑的理论基础。从图2还可以看出,当弹丸速度低于 $u_{i, min}$ 时,成坑形状与超高速撞击成坑的有明显差别。例如,当弹丸材料强度与密度比靶材的大得很多的时候(以碳化钨弹丸撞击软铝靶为例,图上用WC/Al表示),随着 u_i 从低速逐步增高,弹坑形状很快地呈现为“管状”(图中 $l_c/d_c > 0.5$ 的区域);随 u_i 的继续增高,弹坑形状才会逐步地向半球状坑形演变,直到达到 $l_c/d_c = 0.5$ 的不变值为止。上述过程的转折点,对应于弹丸发生破碎的开始,这是由于弹丸中击波强度过高造成的。当弹丸材料密度和强度比靶材小的时候,就会出现与上述相反的情况:在低速碰撞区造成的是“扁形”坑(l_c/d_c 一直小于0.5),只是随着 u_i 的逐渐增高,弹坑深度与其直径之比才单调地向0.5渐近值逐渐逼近。

图3是 $l_c/r_s \sim u_i$ 的关系曲线。不难看出,在超高速碰撞区,各组弹-靶材料组合的 l_c/r_s 值,均是大致按 u_i 的 $2/3$ 次幂规律增长的。这证实了(2)式,从而也证实了上述两个基本特征

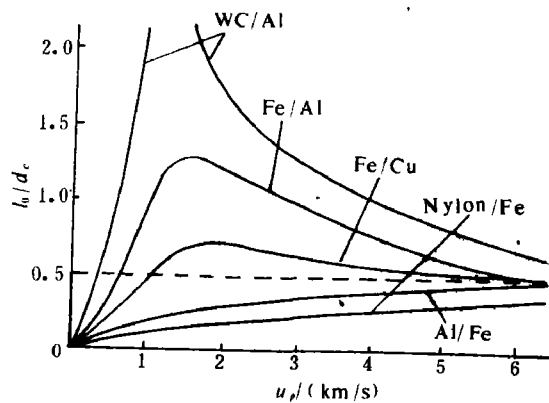


图2

Fig. 2

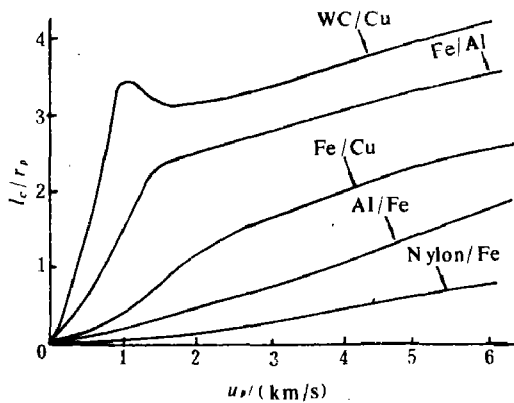


图2

Fig. 3

(成坑)效果,长杆弹的一部分前端材料也在这个过程中于坑底附近消耗掉;长杆侵彻中最重要的是第二阶段,即造成特殊侵彻效果的阶段,它是一种定态的侵彻发展阶段。在第二阶段中,随着长杆向更深坑底的侵彻过程中,杆中反向传播的冲击波呈现出近似于驻波的特征。杆中冲击驻波阵面前方的材料不受碰撞作用的影响,仍以长杆初始碰撞速度运动;但在它通过驻波阵面之后,运动速度降低,在到达坑底时对靶产生向更深部位的钻进(侵彻)作用,并在此过程中造成它自身的破碎和消耗,以上过程可参见图4,直到长杆材料消耗殆尽为止。由此可知,长杆弹由于其长度特点而产生了延长侵彻作用时间的效果,与块状弹丸相比,其侵彻深度是很大的。长杆侵彻器可以在厚靶

的合理性。只是在低速碰撞区, l_c/r_p 才与 u_p 的2/3次幂成正比的规律有明显的偏离。对于图3低速撞击区成坑特征的物理解释,可以用对图2低速撞击区成坑特征的同样解释方法得到。

长杆侵彻(动能杆侵彻)

长杆弹丸是相对于块状弹丸而言的,其特点是弹丸长度比其直径大了许多,由此而引出了它特殊的侵彻效果。长杆侵彻器(长杆弹)是对付厚装甲很有有效的工具。

超高速长杆对厚靶的侵彻过程基本可分为三个阶段:在第一阶段,长杆对靶造成类似于块状弹丸的侵彻

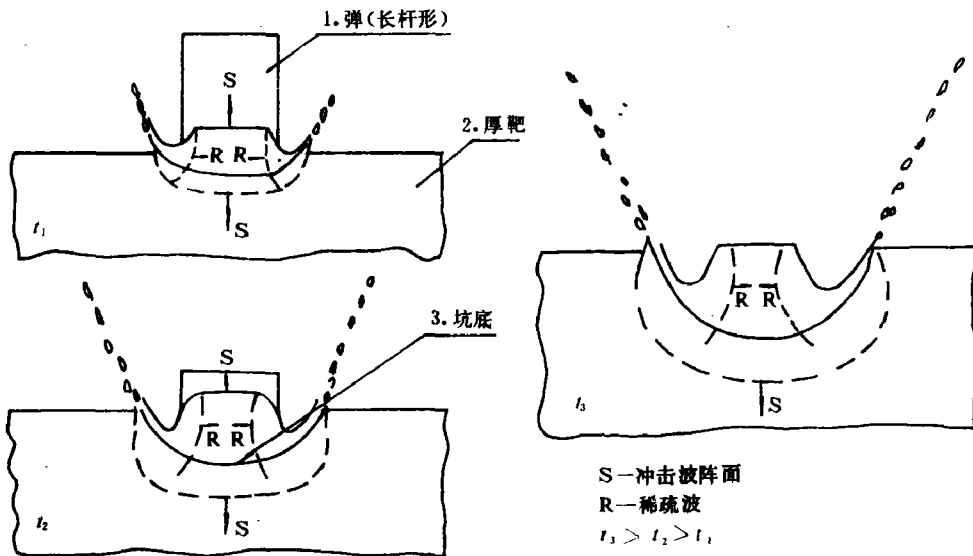


图4

Fig. 4

1. Projectile (rod); 2. Thick target; 3. Crater bottom;
S—Shock front, R—Rarefaction wave

中造成很深的“管形”弹坑，因此是一种对付厚装甲的有效工具。由定态的长杆尾部材料损失过程产生的侵彻深度 l_c ，可以用 Eichelberger 公式计算

$$l_c/l_p = (\rho_p/\rho_t)^{1/2} \quad (5)$$

式中 l_p 为杆长， ρ_t 靶材密度。(5)式的最重要特性，是弹坑深度仅依赖于标长和弹、靶密度比，而与撞击速度 u_p 和材料其他性质无关。当长杆尾端通过冲击驻波阵面并到达坑底时，定态侵彻阶段即告结束，从此开始了侵彻过程的第三阶段，其侵彻过程主要是由于材料运动的惯性作用造成的。严格地说，(5)式仅描述了定态侵彻阶段的弹坑深度，第三阶段还会对总侵彻深度稍有增加，但这个量值不大。

图5是用高强度钢长杆撞击厚装甲钢板的归一化坑深(l_c/l_p)与碰撞速度(u_p)的关系曲线。从图看出，在低速撞击区，侵彻深度随撞击速度单调增长；当 u_p 逐渐接近其超高速阈值 $u_{m.in}$ 时，归一化坑深也逐渐接近某一稍大于用(5)式计算(此时的 l_c/l_p 等于1)的坑深不变值。这条曲线表明，长杆侵彻器的最佳速度设计，是确定一个速度极限值($u_{m.in}$)，因为在高于这个碰撞速度时，侵彻深度不会增加，但会增加长杆驱动器的尺寸和重量。因此，对发展抗侵彻厚装甲材料的设计技术来说，是尽可能地提高该材料所对应的动能杆 $u_{m.in}$ 数值；另一方面，对发展动能杆材料的设计技术来说，是尽可能地降低其 $u_{m.in}$ 值的技术要求。

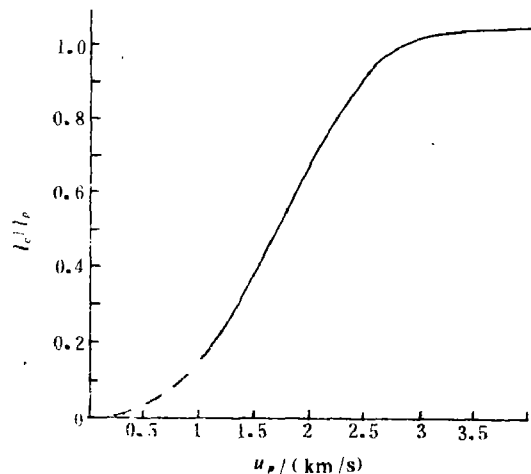


图5
Fig. 5

2. 对中等厚度靶的侵彻

实际的靶都是有限厚度的，无限厚靶是它的一个极限情况。上一节讨论的是无限厚靶的情况。对于中等厚度靶，“块状”弹丸侵彻过程的前期阶段，与撞击厚靶时的完全相同，只是当靶中击波传到靶后表面，反射一个稀疏波，直到该反射稀疏扰动的影响到达侵彻坑底之后，才会开始异于厚靶侵彻过程的后期阶段。以上过程可参见图6，对它比较详细的过程分析如下：靶中反射稀疏波在与入射击波相互作用后，靶中出现负压区，后表面附近的粒子速度增大。随着反射稀疏向靶的深处传播，负压区幅值逐渐增大，当达到靶材的动态拉伸强度时，将形成层裂片。此时，波系中一部分动量将“保留”在该层裂片中，使之以一定速度值从其“母体”抛出，自由地向前飞行。在以上过程中，离靶后表面的一定厚度范围内，可以产生一块或数块层裂片^[1]。与上述过程的同时，弹丸的成坑过程一如理想厚靶时的相同过程持续进行，直到来自靶后表面的反射稀疏扰动影响到达坑底时为止。以后弹丸对靶的侵彻速率稍有增加，总的侵彻深度也比厚靶条件下的稍加增加。如果最终坑底位置与层裂片位置重合，有人称这时的撞击条件为“弹道极限条件”(参见图6)。

长杆侵彻

长杆对中等厚度靶的侵彻破坏机制与“块状”弹丸的有明显差别。上面已经说过，块状弹丸对中等厚度靶的侵彻特征与其后表面上造成的层裂现象有关。仔细分析层裂的形成过程表明，靶后表面处入射击波幅度及其波阵面后的幅度衰减速率，是造成层裂的主要控制因素^[1]。由于长杆弹长度

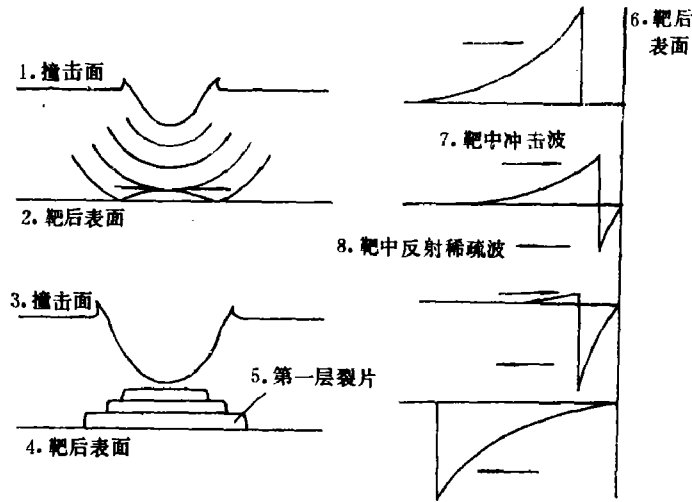


图6

Fig. 6

1. Impacted surface; 2. Rear surface of target; 3. Impacted surface;
4. Rear surface of target; 5. First scab; 6. Rear surface of target;
7. Shock wave in target; 8. Reflection rarefaction in target.

比“块状”弹丸的长，故在其侵彻过程中有两个重要的差别：(1) 靶后表面处入射波阵面后的幅度衰减速率小，难以提供形成层裂的条件；(2) 长杆侵彻的定态成坑过程长。因此，最后形成的弹坑，或者是坑底直接延伸到靶的后表面，或者是弹坑坑底与靶后表面之间以“冲塞”方式发生剪切破坏。(当然，“冲塞”破坏方式已不属超高速碰撞问题，因为在较低碰撞速度下也会发生“冲塞”。这里仅是为了使讨论完整起见，才略为展开了一些。) 参见图7。

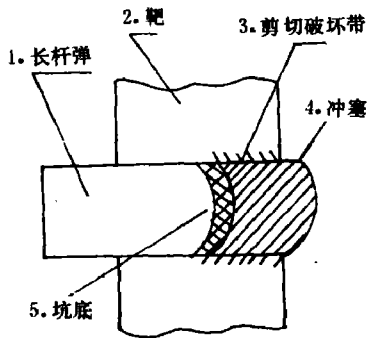


图7 “冲塞”现象示意图

Fig. 7 Schematic of 'plugging'

1. Long rod projectile; 2. Target;
3. Shear band failure zone; 4. Plugging;
5. Crater bottom.

当长杆长度比穿透中等厚度靶所需长度大的时候，长杆前端材料除在穿透靶过程中消耗的一部分外，剩余弹丸及部分靶材，将以一定速度从靶后表面抛出。已有不少经验公式可用于估算，弹丸的残留长度及其抛出速度，例如，可见文献[4]。近年来，对此问题的研究已扩展到对抛出体特征的详细研究，因为它与长杆侵彻器对坦克、碉堡等结构的毁伤性研究直接相关。

3. 对薄靶的穿透

对薄靶的超高速侵彻力学研究，有两个重要原因：一是它提供了研究超高速碰撞下侵彻初期阶段的流体力学过程的唯一机遇，因为此时弹、靶材料的弹塑性行为完全不起作用，故可用于进行理想的流体力学侵彻过程的机制研究；二是它与双层装甲板结构设计研究直接有关。后者现已广泛用于对陨石撞击下宇宙飞船防护设计技术的研究。

在超高速侵彻薄板的过程中，仅消耗掉弹丸的很小一部分动能，穿透薄靶后，残留弹丸便会与侵彻而出的部分靶材，以“碎粒云团”的方式从靶的后表面“喷发”出来。现在来讨论“块状”弹丸撞击薄靶基本过程的物理图象：超高速弹丸击靶瞬间，弹、靶材料中的压力可用 Hugoniot 关系确定；弹丸中反向击波和靶中击波在传播到各自的背面时，各自反射一稀疏波，其幅值约与入射击波的相同，但符号相反。在薄靶条件下，靶中击波首先到达其后表面，在入射击波与反射稀疏波的共同作用下，靶背表面上的靶材将被高速地向前抛出；稍后，弹丸中的反向传播击波与其边侧自由面及背表面作用后，使之碎裂，形成固体碎粒、或形成液滴、甚至形成汽态云。其中的一小部分“粒子”反向抛出；大部分“粒子”则由于其原来的前向动量很大，故随靶材“粒子”一起以“碎粒云团”的形式向前抛出。在以上过程中，靶孔壁不断沿径向向外扩张，但其扩张速率随时间迅速减小。在孔径大约达到弹丸直径的几倍时，孔壁的径向过程即会停止。以上过程可参见图 8。从以上讨论可知，超高速弹丸与薄靶撞击后材料的物态特征，主要体现为“碎粒云团”的物态特征。又由于“碎粒云团”特征可以在其较长时间的运动过程中用多种仪器和技术对之进行细致观测和测量，因此，对薄靶的超高速碰撞现象的研究，也是研究固体材料流体（液态、汽态）行为的一个重要方法。例如，Kerley 等^[5]，Asay 等^[6]和 Trucano 等^[7]报导过他们用这一方法进行固体材料汽相物态方程的研究工作。

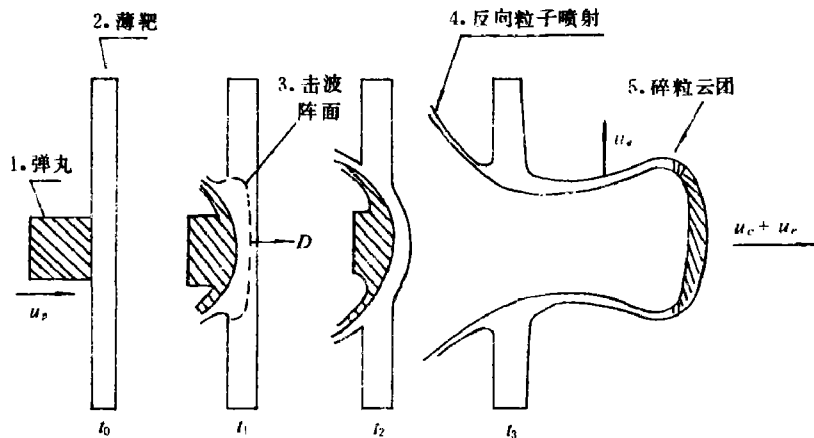


图8 块状弹丸与薄靶超高速碰撞后的变化过程

Fig. 8 The processes of 'chunk' projectile impacting with thin target after hypervelocity impact

1. Projectile; 2. Thin target; 3. Shock front;
4. Backward jetting; 5. Debris cloud.

双层板结构的陨石撞击屏蔽设计

双层板结构被广泛地用于对付陨石撞击危害的空间飞行器壳体的设计。其基本概念是，在被保护板（即飞行器壳体，以后称为“后置板”）之前放一个薄层防护板（以后称为“前置板”）（参见图10）。陨石撞击薄板后，在穿透过程中遭受到严重的“破碎”作用，然后从薄板后表面上与一部分靶材碎粒一起，以“碎粒云团”的形式喷射出来；炽热的“碎粒云团”在其作定向喷射运动的过程中，还伴随着膨胀运动，在通过一段距离之后才与后置板相撞。“碎粒云团”对后置板的碰撞面积，要

大于陨石直接撞击前置板的面积，故大大降低了作用于后置板单位面积上的冲量，从而达到减弱对后置板破坏作用的目的。与单层板结构相比，要达到相同的防护效果，用双层板结构可节约好几倍的重量。

云团中粒子的热状态可能有明显的差别。汽态云团的膨胀速度快，对后置板的撞击载荷强度随双层板距离的增大而迅速减小。由液滴组成的云团，在其作膨胀运动过程中不断“细化”，最后达到的尺寸被其表面张力决定，它对后置板的撞击破坏作用与汽态云团的有些相似。进一步的研究表明，膨胀运动中的汽态或液态粒子云团，实际上是很薄的一层球壳（参见图8）。

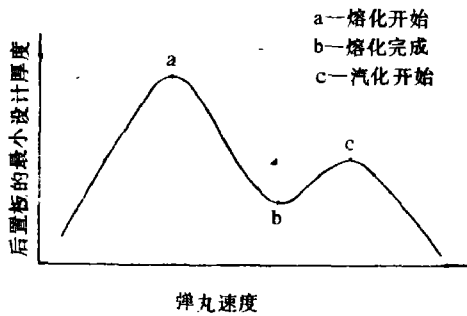


图9

Fig. 9

- a—incipient melting;
- b—complete melting;
- c—incipient vaporization.

对后置板的撞击，会产生一个短脉冲载荷，对后置板造成裂纹或层裂类型的破坏作用。云团中的固态粒子撞击后置板之后，各个粒子会产生与自身特性相对应的成坑作用，对于这个情况，是不能通过增加双层板距离达到降低其撞击破坏作用的效果的。由以上讨论可以知道，“碎粒云团”对后置板的破坏作用，与云团中粒子所处的热状态密切相关。由冲击波物理的基础知识得知，云团中粒子的热状态，又与超高速撞击下的冲击状态有直接关系。图9是云团中各种热状态粒子对后置板破坏作用的示意图。从图9还可以看出，在双层板结构条件下，并不是弹丸速度越大，对后置板破坏作用也越大。顺便指出，在超高速撞击中，实际的云团中粒子不会是处于相同的热状态之中的，通常，对称轴附近粒子处于较高的热状态，随着与对称轴距离的增大，云团中粒子的热状态也越来越低。

现在来讨论双层板结构的基本设计思想。图10是双层板结构条件下“碎粒云团”运动的一个简化图，是图8中 t_1 时刻“碎粒云团”

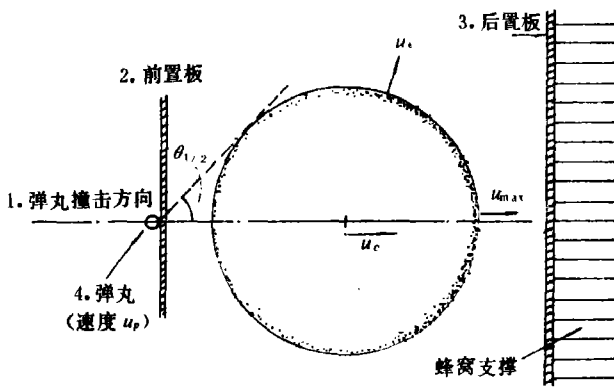


图10

Fig. 10

- 1. Trajectory; 2. Front plate;
- 3. Rear plate; 4. Projectile;
- 5. Support honey comb.

图象的一种近似。图10中用一个作定向运动的、又伴随着膨胀运动的球壳，来近似描述“碎粒云团”的运动过程。首先来考查这个膨胀球球心的运动，对此，可以利用初始弹丸与“碎粒云团”之间的动量守恒关系。进一步假定，由前置板反向喷射粒子及前置板撞击成坑时由孔缘剪切作用所致的动量损失可忽略不计。故由动量守恒关系，可以直接导出云团球心运动速度 u_c 与弹丸速度 u_p 的关系式

$$u_c = u_p / (1 + kG^2) \quad (6)$$

式中， k 为单位撞击面积上弹丸与前置板的质量比， G 为弹丸直径与前置板产生“碎粒云团”面积的直径之比。

从“碎粒云团”的膨胀能量 e_c 的来源考虑，这个能量应是（6）式动量守恒所对应的剩余能量，故得

$$e_c = e_p \frac{kG^2}{1+kG^2} \quad (7)$$

式中 e_p 为初始弹丸能量。设 e_c 中有 Q 份额可提供“碎粒云团”球壳作膨胀运动（ Q 实际上就是云团材料中的动能与热能的比值），故“云团”相对于球壳中心的膨胀速度 u_c 是

$$u_c = u_p G \frac{\sqrt{Qk}}{1+kG^2} \quad (8)$$

以碰撞点中心线与“碎粒云团”球壳外缘连线间之张角 $\theta_{1/2}$ ，等于 u_c 与 u_c 之比值，故得

$$\theta_{1/2} = \sin^{-1}(G\sqrt{Qk}) \quad (9)$$

用同样的思路，可以计算出“碎粒云团”的最大膨胀速度 u_{max} ，其方向在弹丸的撞击方向上，其值等于 u_c 与 u_c 之和

$$u_{max} = u_p \frac{1+G\sqrt{Qk}}{1+kG^2} \quad (10)$$

下一步是计算“碎粒云团”单位面积的动量。为了简单起见，我们仅研究其对称轴附近那部分“碎粒云”的单位面积动量，其值 p_m 等于

$$p_m = \frac{M_p u_p (1+G\sqrt{Qk})^3}{4\pi x^2 k Q G^2} \quad (11)$$

以上的基本分析，给出了前置板对陨石撞击破坏屏蔽效能的基本公式。从（11）式看出，在撞击条件不变下，作用在后置板上的最大冲量 p_m ，与双层板距离 x 的二次方成反比。换句话说，板间距离可以减弱对后置板的破坏作用。

以下转向“碎粒云团”对后置板破坏作用的分析。图10画出的是用蜂窝支撑的后置板结构，这种结构常用于空间飞船的结构设计，因为蜂窝材料在吸收由后置板传递而来的“碎粒云团”能量时，其抗力不随后置板的位移而变。这是蜂窝材料的优良特性。当后置板在不变阻力下的运动过程中，其动能不断被蜂窝材料所吸收。在“碎粒云团”作用下，对称轴处后置板的瞬时速度 u_h 用（12）式计算；相应的后置板单位面积动量 E_h 用（13）式计算；蜂窝材料阻止后置板运动过程中（也是蜂窝材料吸收后置板能量的过程），吸收其全部能量所需要的后置板位移量 δx 用（14）式计算。它们可分别写为

$$u_h = \frac{W M_p u_p (1+G\sqrt{Qk})^3}{4\pi x^2 \rho_h t_h} \quad (12)$$

$$E_h = \frac{W^2 M_p^2 u_p^2 (1+G\sqrt{Qk})^6}{32\pi^2 x^4 \rho_h t_h} \quad (13)$$

$$\delta x = \frac{W^2 M_p^2 u_p^2 (1+G\sqrt{Qk})^6}{32\pi^2 x^4 P_h \rho_h t_h} \quad (14)$$

式中， W 为“碎粒云团”碰撞后置板时的动量增益， ρ_h 为后置板面密度， t_h 后置板厚度， P_h 蜂窝材料的压垮强度。在已知以上式中各有关参数的条件下，就可用以粗估出双层板结构的主要设计参数。双层板结构对陨石碰撞破坏的屏蔽效能，最重要的控制因素是双层板距离 x 的值。

本文的内容，除另有说明外，主要取自文献[2]。读者如欲比较详细地了解超高速碰撞的近期研究进展，可查阅文献[8]。

参 考 文 献

- [1] Gault, D. E. et al., in "Shock Metamorphism of Natural Materials", eds French, B. M. and Short, N. M., Mono Book Corp, Baltimore, (1968), 87.
- [2] Swift, H. F., in "Impact Dynamics", eds. Zukas, J.A. et al., John Wiley & Sons, (1982), Chap. 6.
- [3] Rinehart, J. S., *J. Appl. Phys.*, 23 (1952), 1229.
- [4] Zukas, J. A., in "Impact Dynamics", eds. Zukas, J. A. et al., John Wiley & Sons, (1982), Chap 5.
- [5] Kerley, G. I. et al., in "Shock Waves in Condensed Matter 1987", eds. Schmidt, S. C. and Holmes, N. C., Elsevier Science Publisher, (1988), 155.
- [6] Asay, J. R., et al., in "Shock Waves in Condensed Matter 1987", eds. Schmidt, S. C. and Holmes, N. C., Elsevier Science Publisher, (1988), 159.
- [7] Trucano, T. G., et al., in "Shock Waves in Condensed Matter 1987", eds. Schmidt, S. C. and Holmes, N. C., Elsevier Science Publisher, (1988), 163.
- [8] Anderson, C. E. (ed), Proceedings of the 1986 Symposium on Hypervelocity Impact, Pergamon Press, (1987).

HYPERVELOCITY IMPACT PHENOMENA

Jing Fuqian

(China Academy of Engineering Physics)