

文章编号: 1000-5773(2008)02-0153-07

可变形弹丸贯穿铝合金靶的数值模拟^{*}

何 涛, 文鹤鸣

(中国科学技术大学中国科学院材料力学行为和设计国家重点实验室, 安徽合肥 230027)

摘要: 采用显式动态有限元商业软件 ABAQUS/Explicit 对可变形卵形弹丸正贯穿和斜贯穿有限厚度铝合金靶的过程进行了有限元数值模拟。根据空穴膨胀理论, 将靶体对侵彻的影响用一个作用在弹体表面的力函数代替, 同时考虑了有限厚度靶自由表面的影响, 并对空穴膨胀得到的力函数进行了修正。这样在进行数值模拟时就无需对靶体划分网格, 也避免了复杂的接触问题, 从而使模拟大为简化。最后, 用 VAR4340 钢弹贯穿 6061-T651 铝合金靶板得到的数值模拟结果与实验结果进行了比较, 二者基本吻合。

关键词: 自由表面效应; 贯穿; 铝合金靶; 空穴膨胀理论; 数值模拟

中图分类号: O347.3 **文献标识码:** A

1 引 言

侵彻与穿透问题的数值模拟一直以来都是比较活跃的研究领域, 研究的方法也很多, 但是对可变形弹丸侵彻靶板的全三维数值模拟仍然没有很好的解决。这是因为采用传统的数值模拟方法, 把侵彻问题当作一般接触问题来处理, 不但需要对靶体进行大量精细的网格划分, 还要考虑弹和靶之间的复杂接触问题, 从而耗费大量的建模和运算时间, 此外, Language 方法还有可能在网格变形过大时产生畸变而使运算中止。因此研究简化而准确的数值模拟方法和工程模型更具有实际意义。

空穴膨胀理论是研究侵彻和穿透问题的一种重要的解析方法^[1-3]。根据空穴膨胀理论, 弹丸在侵彻靶板的过程中所受到的阻力可以简化为一个与侵彻速度有关的力函数, 侵彻过程中靶体的响应就可以用这个力函数来代替。这就为简化的数值模拟提供了一个有效的方法: 在模拟过程中无需划分靶体网格, 将靶体的响应作为边界条件加到弹体上来模拟弹体的运动和变形。最近, Warren 等人^[4-5]使用 PRONTO 3D 以及 He^[6] 使用 ABAQUS/Explicit 分别采用这种基于空穴膨胀理论的数值模拟方法对可变形钢弹侵彻半无限靶体的问题进行了模拟, 结果表明, 采用这种模拟方法可以很好地模拟出弹丸在侵彻半无限靶体过程中的运动和变形情况。

本研究仍然基于球形空穴膨胀理论(SCE), 对可变形钢弹贯穿铝合金靶进行了 3D 有限元数值模拟(正撞和斜撞)。同时, 由于空穴膨胀理论是建立在无限大靶体上的, 当应用于有限厚度靶时需要修正。Warren 等人^[5]在研究弹丸斜侵彻半无限靶体的过程中, 认为弹丸偏向自由表面(即靶体表面)的一侧将受到自由表面的影响, 并对空穴膨胀得到的力函数进行了修正, 得到了应用自由表面效应修正后的力函数。本研究将这种方法扩展到有限厚度靶的侵彻和穿透问题。所不同的是, 在斜侵彻半无限靶的过程中, 弹丸仅受到一个自由表面的影响。而侵彻有限厚度靶时, 将会有两个自由表面(靶板的迎弹面和背弹面)对弹丸的运动和变形产生影响, 只有当完全正撞时, 弹丸才只受到一个自由表面(背射面)的影响。模拟采用显式动态有限元软件 ABAQUS/Explicit, 并考虑到了入射时的微小偏航角的影响以及弹体在运动过程中和靶体的接触分离效应。此外, 由于弹丸在侵彻金属靶板时, 会在弹体和靶板之间形

^{*} 收稿日期: 2007-01-12; 修回日期: 2007-05-26

作者简介: 何 涛(1979—), 男, 博士研究生, 主要从事冲击动力学研究。

通讯作者: 文鹤鸣(1965—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事冲击动力学研究. E-mail: hmwen@ustc.edu.cn

成熔融的边界层,这相当于提供一个没有滑动摩擦的边界^[8],因此,本研究在计算过程中忽略了摩擦的影响。最后,将模拟得到的预测结果与文献中的实验结果^[7]进行了比较和讨论。

2 分析模型和数值模拟

本节给出了分析模型,并用商业有限元软件 ABAQUS/Explicit 对弹丸的贯穿过程进行了数值模拟。

2.1 空穴膨胀模型

根据球形空穴膨胀理论,弹丸侵入靶体后,在塑性区靶体内部将形成球对称扩展的塑性区和弹性区(如图 1 所示)。由基本的质量和动量守恒方程出发并结合材料的本构方程,就可以得到空穴表面的轴向应力大小

$$\sigma_r = c_1 + c_2 v_n + c_3 v_n^2 \quad (1)$$

式中: v_n 为空穴膨胀速度,即弹体表面法向速度; $c_1 = AY_t$, $c_2 = B(\rho_t Y_t)^{1/2}$, $c_3 = C\rho_t$,其中 A 、 B 、 C 为材料相关常数, Y_t 为靶体准静态屈服强度, ρ_t 为靶体未变形时密度。本研究的靶体材料选用 6061-T651

铝^[7],同文献[4-6]中所采用的 6061-T6511 铝靶一样,应力应变曲线满足幂指数硬化关系,不同的是,在文献[7]中,Forrestal 认为靶体材料不受应变率效应影响。根据 Warren 等人^[2]基于球形空穴膨胀模型得到不考虑应变率时的可压缩,弹性-幂指数硬化塑性模型的结果: $A=4.4534$, $B=0.4680$, $C=0.9926$, $Y_t=276 \text{ MPa}$, $\rho_t=2710 \text{ kg/m}^3$ 。这样确定出 c_1 、 c_2 、 c_3 的值以后,再根据作用力和反作用力定理,即得到靶体作用于弹体上的压力大小。

2.2 自由表面效应

空穴膨胀理论是建立在无限大靶体上的,当应用于有限厚度靶体时需要修正。自由表面效应是指在空穴膨胀过程中,当响应区的边界扩展到自由表面(靶体表面)时,无法再继续扩展,这样就把自由表面视为响应区边界。

同已往研究斜撞^[5]时只需要考虑迎弹面的自由表面效应不同,弹丸在贯穿有限厚度靶体时,弹体将受到迎弹面和背弹面两个自由表面的影响,如图 2 所示,给出了自由表面效应的示意图,其中 r_0 为空穴半径,即弹体表面上的点到轴线的垂直距离, r_1 为弹体表面的点沿法线方向到靶体自由面的距离。则自由表面到弹体轴线的距离为 $r_s = r_0 + r_1$ 。

本工作根据 Warren 等人^[5]在研究弹丸斜侵彻半无限靶时所采用的自由表面效应修正的方法,将它应用到有限厚度靶体的贯穿问题上。为了得到解析的修正函数,在考虑自由表面效应时,假定靶体为不可压缩理想塑性材料。根据 Warren 等人^[5]的结果,可以直接得到空穴在有限厚度靶体中扩展时,空穴表面径向应力(忽略空穴膨胀加速度的影响)为

$$\sigma_r(r_0) = \frac{2Y_t}{3} \left[\ln\left(\frac{2E}{3Y_t}\right) + 1 - \frac{2E}{3Y_t} \left(\frac{r_0}{r_s}\right)^3 \right] + \frac{\rho_t \dot{r}_0^2}{2} \left[3 + \left(\frac{r_0}{r_s}\right)^4 - 4\left(\frac{r_0}{r_s}\right) \right], \quad r_s \geq r_p \quad (2a)$$

$$\sigma_r(r_0) = 2Y_t \ln\left(\frac{r_0}{r_s}\right) + \frac{\rho_t \dot{r}_0^2}{2} \left[3 + \left(\frac{r_0}{r_s}\right)^4 - 4\left(\frac{r_0}{r_s}\right) \right], \quad r_s < r_p \quad (2b)$$

式中: $r_p = r_0(2E/3Y_t)^{1/3}$ 为空穴在无限大靶体中扩展时塑性区与弹性区交界面的半径。当 $r_s \rightarrow \infty$ 时,由公式(2a)可得空穴在无限大靶体中扩展时表面径向应力大小为

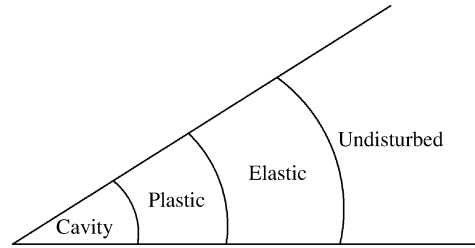


图 1 金属材料中空穴膨胀响应区

Fig. 1 Response regions for cavity expansion problem

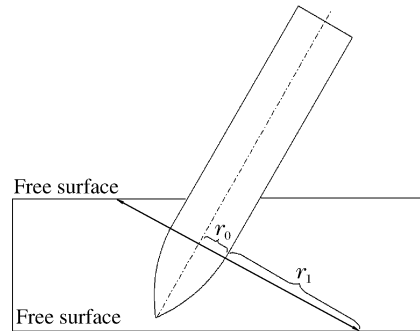


图 2 自由表面效应模型

Fig. 2 Free surface effect model

$$\sigma_r(r_0) = \frac{2Y_t}{3} \left[\ln\left(\frac{2E}{3Y_t}\right) + 1 \right] + \frac{3\rho_t \dot{r}_0^2}{2}, \quad r_s \rightarrow \infty \quad (3)$$

但是采用不可压缩模型得到的结果会过高估计空穴表面应力,作为一种折中的方法,构造修正函数

$$f(r_s, r_0, \dot{r}_0) = \frac{\frac{2Y_t}{3} \left[\ln\left(\frac{2E}{3Y_t}\right) + 1 - \frac{2E}{3Y_t} \left(\frac{r_0}{r_s}\right)^3 \right] + \frac{\rho_t \dot{r}_0^2}{2} \left[3 + \left(\frac{r_0}{r_s}\right)^4 - 4\left(\frac{r_0}{r_s}\right) \right]}{\frac{2Y_t}{3} \left[\ln\left(\frac{2E}{3Y_t}\right) + 1 \right] + \frac{3\rho_t \dot{r}_0^2}{2}}, \quad r_s \geq r_p \quad (4a)$$

$$f(r_s, r_0, \dot{r}_0) = \frac{2Y_t \ln\left(\frac{r_0}{r_s}\right) + \frac{\rho_t \dot{r}_0^2}{2} \left[3 + \left(\frac{r_0}{r_s}\right)^4 - 4\left(\frac{r_0}{r_s}\right) \right]}{\frac{2Y_t}{3} \left[\ln\left(\frac{2E}{3Y_t}\right) + 1 \right] + \frac{3\rho_t \dot{r}_0^2}{2}}, \quad r_s < r_p \quad (4b)$$

可见 $0 \leq f(r_0, r_s) \leq 1$, 当 $r_s = 0$ 时, $f(r_0, r_1) = 0$; 当 $r_s \rightarrow \infty$ 时, $f(r_0, r_s) = 1$ 。最后,对公式(1)进行修正得到最终的弹体表面径向应力为

$$\sigma_r = (c_1 + c_2 v_n + c_3 v_n^2) f(r_s, r_0, v_n) \quad (5)$$

虽然 $f(r_0, r_s)$ 是根据不可压缩理想塑性材料得到的结果,但是 c_1, c_2, c_3 是考虑到了材料的可压缩性和真实本构得到的,因此采用这种修正,即避免了不可压缩理想塑性材料假设的过于简化,又考虑到了自由表面效应的影响。

下面还需要考虑迎弹面和背弹面个自由表面的影响,设弹体表面任一点的法向为 \mathbf{n} , 垂直于迎弹面并指向靶体内部的方向为 \mathbf{n}_t , 则 $\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_t < 0$ 时弹丸受迎弹面影响; $\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_t > 0$ 时受背弹面影响; $\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_t = 0$ 时不受自由表面效应影响。

2.3 弹体材料模型

为了与实验进行比较,本研究的弹体材料采用 VAR 4340 (Rc45) 高强度钢,实验表明,VAR 4340 的力学性能可以用以下形式的本构方程很好的加以描述^[4-5]

$$\begin{cases} \bar{\sigma} = E\epsilon & \bar{\sigma} \leq Y_p \\ \bar{\sigma} = Y_p (1 + \epsilon_p / \epsilon_{p0})^{1/n} (1 + \dot{\epsilon}_p / \dot{\epsilon}_{p0})^{1/m} & \bar{\sigma} > Y_p \end{cases} \quad (6)$$

式中: $\bar{\sigma}$ 为等效应力, ϵ 为等效应变, ϵ_p 为等效塑性应变, $\dot{\epsilon}_p$ 为等效塑性应变率, Y_p 为弹体的屈服强度, ϵ_{p0} 为参考应变, $\dot{\epsilon}_{p0}$ 为参考应变率, m 和 n 为材料常数。Rc45 钢的材料强度要高于 Rc38 钢^[6], 根据文献^[5], Rc45 钢的材料常数为: $Y_p = 1481 \text{ MPa}$, $\epsilon_{p0} = 7.189 \times 10^{-3}$, $\dot{\epsilon}_{p0} = 5.690 \times 10^{-8}$, $m = 139.3$, $n = 25.0$ 。

2.4 有限元模型

根据空穴膨胀理论,在侵彻过程中靶体的响应可以简化为一个与侵彻速度有关的力函数。这样,在进行有限元模拟时,就可以将靶体的响应当作边界条件施加到弹体表面,从而省略了靶体网格划分。如图 3 所示为弹体表面单元在靶体内所受压力边界条件示意图,各节点上所受正压力可以表示为

$$p_I = [c_1 + c_2 (\mathbf{v}_I \cdot \mathbf{n}) + c_3 (\mathbf{v}_I \cdot \mathbf{n})^2] f(r_I, r_0, \mathbf{v}_I \cdot \mathbf{n}), \quad (I = 1, 4) \quad (7)$$

式中: \mathbf{v}_I 表示节点的速度矢量, \mathbf{n} 表示弹体表面在节点处向外的法向方向。 c_1, c_2, c_3 的值在公式(1)中已经给出。可见随着侵彻过程中 \mathbf{v}_I, \mathbf{n} 的不断改变,每个弹体单元表面的瞬时压力也在不断变化。需要注意的是,当弹体单元上某节点位于靶体边界以内时,压力边界条件才开始起作用,反之,当单元为于靶体边界以外时,压力为零。

同时,对于弹丸斜入射或存在一定偏航角(弹丸轴向与入射方向的夹角)的情况,还需要考虑弹体和靶的接触分离效应。这里采用的方法是当 $(\mathbf{v}_I \cdot \mathbf{n})$ 的值在某个节点上为零或为负值时,令压力为零。值得指出的是,当弹丸侵入靶体以后会在靶体内部

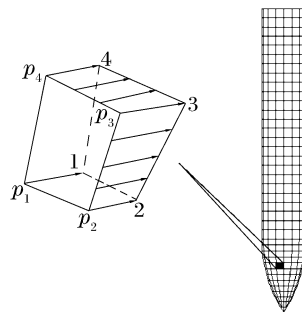


图 3 作用在单元表面压力边界条件示意图
Fig. 3 Definition of pressure boundary condition that acts on an element side

形成孔洞,使得弹尾在摆动过程中并非一直与孔壁保持接触,而模拟过程中假定弹尾一直与靶体保持接触,这样使得模拟结果会过高估计弹尾部分的压力,因此在模拟高速大偏航角入射时容易造成模拟结果与实际不符,但是在中低速或偏航角不太大的情况下,这种影响可以忽略。

本研究采用 3D 有限元数值模拟,单元为 C3D8R 实体单元,整个弹体共分成 2 896 个单元。此外,在进行有限元网格划分时,单元的离散化必然导致弹体一小部分的质量损失,这里稍微增加弹体密度来弥补弹体的质量的损失,取弹体 (VAR 4340) 密度为 8055 kg/m^3 (原为 7830 kg/m^3),以保证弹体的总质量不变。由于网格体积选取比较大,因此密度修正有些偏大,但本研究采用的是简化模型,而且从弹丸的运动和变形结果来看,误差在允许范围以内。

3 结果与讨论

本节列出了卵形弹头钢弹贯穿 26.3 mm 厚 6061-T651 铝靶的模拟结果,并把数值模拟结果与实验^[7]进行了比较。弹体材料选用 VAR 4340 (Rc45)高强度钢,弹丸的几何尺寸如图 4 所示:直径 $d=12.9 \text{ mm}$,弹长 $L=88.9 \text{ mm}$,弹头长 $L_n=21.4 \text{ mm}$, $CRH=3$ (CRH 为英文 Caliber Radius Head 的缩写,定义为弹头表面曲率半径 S ,与弹体直径 d 的比值)。本研究采用 ABAQUS/Explicit 显示动态有限元软件进行模拟,用户子程序使用 FORTRON 90 进行编写。

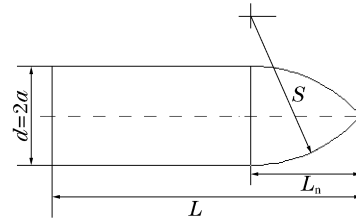


图 4 弹体几何尺寸
Fig. 4 Geometry of projectile

图 5 为弹丸以不同速度正入射后的运动和变形情况,左边为模拟结果,右边为实验照片。其中 Pitch 和 Yaw 分别表示竖直方向和水平方向的偏航角(弹丸轴向与入射速度的夹角,U 表示 Up,D 表示 Down,R 表示 Right,L 表示 Left)。模拟结果中显示了弹体表面压力的分布情况,如图可见弹体在靶体内的部分压力最大,这与实际是相符的。模拟过程中考虑了初始偏航角的影响。如图可见,模拟得到的模型预测结果与实验比较,吻合得比较好。

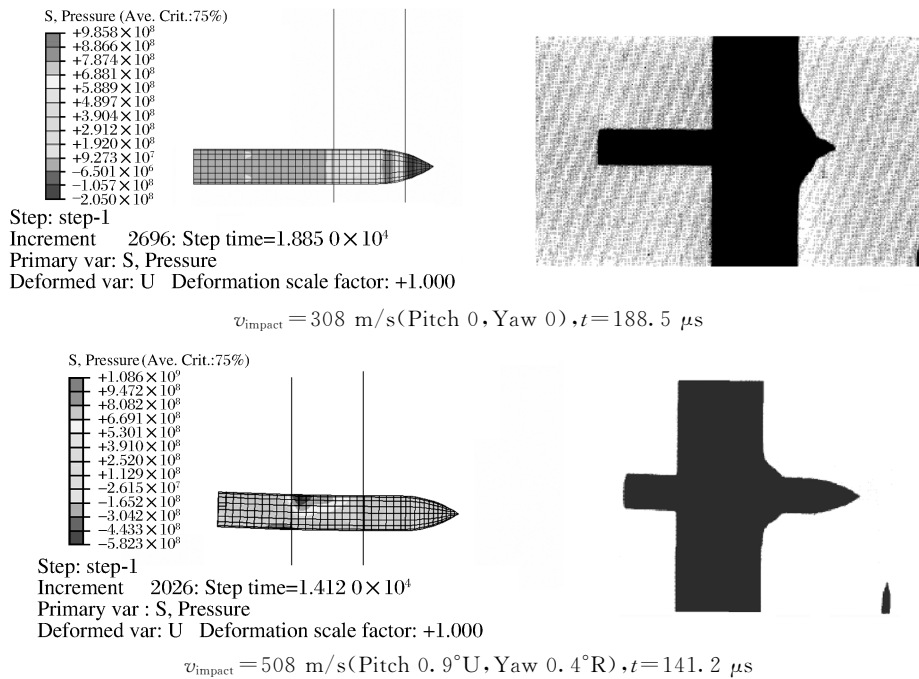


图 5 弹丸以不同速度正入射后的位置和变形图(左:模拟结果;右:实验照片^[7])

Fig. 5 Normal impacts with different striking velocities(Left: Simulations; Right: Experimental photographs^[7])

图 6 为弹丸以 400 m/s 左右的速度贯穿靶板过程中不同时刻的运动和变形情况,弹丸入射角为

30°。左边为模拟结果,右边为实验照片^[7]。如图模拟结果中所显示的为弹体的等效塑性应变分布情况,各个时刻的最大等效塑性应变分别为:0.012 43,0.126 1,0.152 2,0.173 8,0.169 4。可见随着贯穿的进行,最大等效塑性应变基本上是在不断增加的,而且弹体变形最大的部分一般都是在弹体中部。模拟

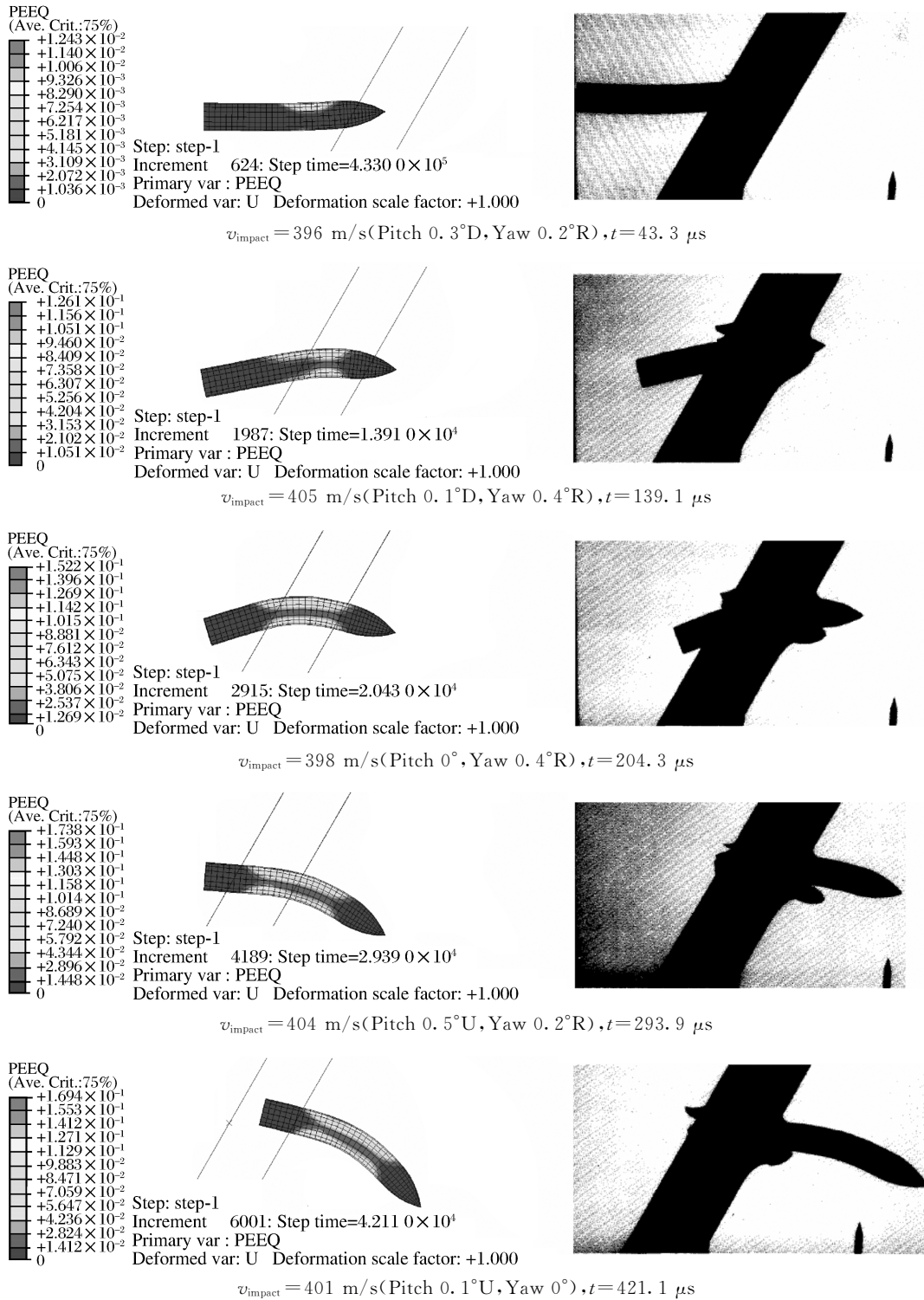


图 6 弹丸以 400 m/s 左右速度斜入射(30°)后,不同时刻的位置和变形图(左:模拟结果;右:实验照片^[7])

Fig. 6 Oblique impacts(30°) at different times for a striking velocity of 400 m/s

(Left: Simulations; Right: Experimental photographs^[7])

结果与实验比较,吻合得比较好。同时需要指出的是,采用数值模拟方法得到的预测结果在弹丸穿出靶体时的变形比实验结果略大,这是由于没有考虑到应力波在自由表面的反射对靶体响应力函数的影响,以及靶体背面材料变形对穿透过程的影响。

图 7 给出了在正撞和斜撞两种情况下,通过数值模拟得到的弹丸穿透铝靶后的残余速度,同时给出了相应的实验结果以及不考虑自由表面效应得到的模拟结果。比较发现,采用数值模拟得到的预测结果与实验结果基本吻合,而且不考虑自由表面效应会过高估计弹丸贯穿过程中所受阻力,使模拟得到的残余速度的值偏小。

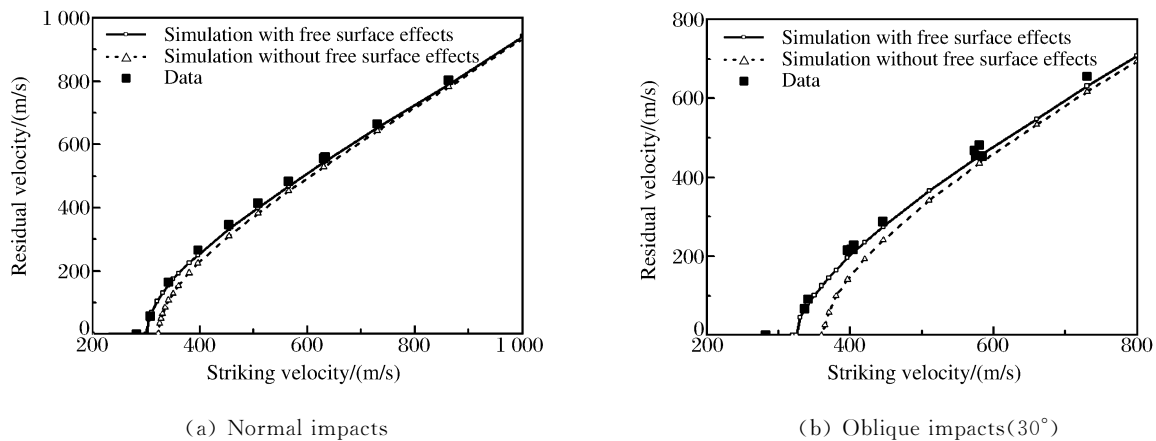


图 7 残余速度随撞击速度的变化曲线

Fig. 7 Simulation predictions and data^[7] for residual velocity versus striking velocity

4 结 论

本研究基于球形空穴膨胀理论(SCE),采用显式动态有限元商业软件 ABAQUS/Explicit 对可变形钢弹贯穿铝合金靶进行了 3D 有限元数值模拟。根据空穴膨胀理论,在侵彻过程中,靶板对弹体的影响可以简化成与侵彻速度有关的力函数,然后把力函数当作边界条件加到弹体上,这样在进行数值模拟时就不需划分靶体网格,也避免了复杂的接触问题,从而使模拟和运算过程大大简化。同时,由于靶体不是无限大,模拟过程中考虑到了自由表面效应的影响。本工作基于 Warren 等人^[5]在研究弹丸斜侵彻半无限靶体时所采用的自由表面效应修正的方法,将之扩展到有限厚度靶的侵彻问题,同时考虑了迎弹面和背弹面两个自由表面对弹丸运动的影响。

所得模拟结果与文献中的实验结果进行了比较,发现采用数值模拟所得的预测结果与实验结果吻合得比较好。进一步说明采用基于空穴膨胀的有限元数值模拟方法,不但可以很好地预测出弹丸在侵彻半无限靶过程中的运动和变形情况,而且对于贯穿有限厚度金属靶板的问题也能进行很好的预测。

虽然模拟过程中没有考虑到靶体结构响应和变形对贯穿过程的影响,但是作为一种工程近似,采用这种基于空穴膨胀的有限元方法可以很好地预测出弹丸在贯穿厚金属靶过程中的运动和变形情况。同时,从模拟结果来看,等效塑性应变的分布基本上反映了弹丸贯穿过程的实际情况,从中可以确定出弹丸在贯穿靶板过程中的最薄弱部分,这对于侵彻和钻地武器的优化和设计具有十分重要的意义。

References:

- [1] Luk V K, Forrestal M J, Amos D E. Dynamic Spherical Cavity Expansion of Strain-Hardening Materials [J]. ASME J App Mech, 1991, 58: 1-6.
- [2] Warren T L, Forrestal M J. Effects of Strain Hardening and Strain-Rate Sensitivity on the Penetration of Aluminum Targets with Spherical-Nosed Rods [J]. Int J Solids Struct, 1998, 35(28-29): 3737-3753.

- [3] Zhou H, Wen H M. Penetration of Bilinear Strain-Hardening Targets Subjected to Impact by Ogival-Nosed Projectiles [A]//Proceeding of 2003 International Autumn Seminar on International Autumn Seminar on Propellants, Explosives and Pyrotechnics—Theory and Practicing of Energetic Materials (5) [C]. Beijing/New York: Science Press, 2003:933-942.
- [4] Warren T L, Tabbara M R. Simulations of the Penetration of 6061-T6511 Aluminum Targets by Spherical-Nosed VAR 4340 Steel Projectiles [J]. Int J Solids Struct, 2000, 37(3/2):4419-4435.
- [5] Warren T L, Kevin L P. Penetration of 6061-T6511 Aluminum Targets by Ogive-Nosed VAR 4340 Steel Projectiles at Oblique Angles; Experiments and Simulations [J]. Int J Impact Eng, 2001, 25:993-1022.
- [6] He T, Wen H M. Numerical Simulations of the Penetration of Aluminum Targets by Ogive-Nosed Steel Projectiles [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2006, 20(4):404-414.
何涛, 文鹤鸣. 卵形钢弹对铝合金靶板侵彻问题的数值模拟 [J]. 高压物理学报, 2006, 20(4):404-414.
- [7] Piekutowski A J, Forrestal M J, Poormon K L, et al. Perforation of Aluminum Plates with Ogive-Nose Steel Rods at Normal and Oblique Impacts [J]. Int J Impact Eng, 1996, 18:877-887.
- [8] Forrestal M J, Tzou D Y, Askari E, et al. Penetration into Ductile Metal Targets with Rigid Spherical-Nose Rods [J]. Int J Impact Eng, 1995, 16:699-710.

Numerical Simulations of the Perforation of Aluminum Targets Struck by a Deformable Projectile

HE Tao, WEN He-Ming

(CAS Key Laboratory for Mechanical Behaviour and Design of Materials,
University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: Numerical simulations are conducted on the perforation of aluminum targets struck by an ogive-nosed steel projectile using the commercial FEM code ABAQUS/Explicit. It is assumed that the target response can be represented by a velocity dependent forcing function which is derived from spherical cavity expansion (SCE) analysis. Free surface effects are also considered and a modified forcing function is used in numerical simulations. This approximation eliminates the need for discretizing the target as well as the need for a contact algorithm. It is shown that the numerical simulations are in good agreement with the experimental data for 6061-T651 aluminum alloy targets struck by a VAR 4340 steel projectile.

Key words: free surface effect; perforation; aluminum alloy target; cavity expansion theory; numerical simulation