

破甲临界侵彻的数值研究*

秦孟兆

(中国科学院计算中心)

谢春生

(兵器部近代化学研究所)

谈庆明 刘小苹**

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文用二维不定常流体弹塑性体计算程序计算低速射流对钢靶板的侵彻,取得了关于靶板开坑阶段和定常侵彻阶段的动力学过程,证明了郑哲敏教授关于金属侵彻机理^[1,2]的正确性。同时还获得了射流能量消耗的定性结果,以及用以标志靶板抗侵彻强度特性的临界侵彻速度的范围。

关键词 射流、侵彻、流体弹塑性、数值计算。

一、前言

为进行撞击、爆炸问题的数值研究,自1972年开展二维不定常流体弹塑性体数值计算工作以来,取得了一定的进展。本文用HELP类型的二维计算程序^[1],流体弹塑性力学模型,计算一有限长匀速金属铜射流对钢靶板的侵彻。射流速度分别为850[m/s]、750[m/s]、650[m/s]、601[m/s],靶板常温常压下动载强度为 10^3 [MPa],计算得到定常侵彻速度为零时的射流速度——临界侵彻射流速度(简称临界侵彻速度)。同时,为检验计算结果又进行了一组改变靶板强度,固定有关参数的计算,将此组计算结果与前面所述计算结果进行对比,发现符合量纲分析准则,说明计算具有一定的可靠性。本计算所用参数大多选自文献[5]。

二 问题的提出

破甲过程的早期是一个很短的不定常的开坑阶段,此后侵彻速度、侵彻压力、侵彻孔形变化缓慢,过程基本上是准定常的。在此过程中对应于具有速度 V_i 的某射流微元,孔底处靶板微元的侵彻速度为 V , V_i-V 关系可描述破甲过程的主要特征。Eichelberger^[9]、Tate^[10]等人曾用下面的 V_i-V 关系式描述高速侵彻过程

$$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2 = \frac{1}{2} \rho_t V^2 + R_t \quad (1)$$

式中 ρ_t 、 ρ_i 分别为靶板和射流的密度, V_i 是射流来流速度, V 是孔底侵彻速度, R_t 靶板抗侵彻的强度。(1)式实质上是伯努利公式加强度修正项,这里假设侵彻过程中射流与靶

* 该项工作由冯康先生推荐于1980年荣获中华人民共和国国防工办三等奖。

** 本文执笔人刘小苹。

本文于1985年6月6日收到。

板的相互作用主要呈流体性质,但不能忽视靶板强度的影响。郑哲敏教授提出^[2]应充分考虑强度的动态特性,将(1)式改为:

$$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2 = \frac{1}{2} \rho_i V^2 + KY_0 \left[1 + \alpha \left(\frac{\frac{1}{2} \rho_i V^2}{Y_0} \right)^{\mu/2} \right] \quad 0 < \mu \leq 1 \quad (2)$$

式中有三个待定系数: K 、 α 、 μ 。 Y_0 是靶板材料的常温常压动态强度,靶板抗侵彻强度 KY_0 随侵彻速度 V 变化。但无论是(1)式还是(2)式,靶板的临界侵彻射流速度均为

$$V_i^* = \sqrt{\frac{2KY_0}{\rho_i}} \quad (3)$$

假设在侵彻过程中,侵彻孔内不产生堵塞,射流微元连续侵彻,直至具有速度 V_i^* 的微元不能再侵彻靶板为止, V_i-V 关系可用(1)式或(2)式来描述^[3], 而使用(1)、(2)式必须确定靶板材料的临界侵彻速度 V_i^* , 这在以往的试验和分析中都遇到了麻烦。文献[2]中分析说明 V_i^* 应小于 1km/s (对于强度为 10³MPa 的靶板而言)。本文以数值模拟方法寻求 V_i^* 的大小。模拟方法为: 计算一无限长匀速射流, 分别以 850m/s、750m/s、650m/s、601m/s 速度碰撞靶板, 计算得到相应的定常侵彻速度 V , 由此推算得 $V=0$ 时对应的射流速度 V_i^* 。为使计算所得的 V_i^* 能确切地反映靶板的抗侵彻性能, 射流长度和靶板的尺寸要足够大, 以免不应有的边界影响。 $t=0$ 时的计算图形及边界条件如图 A 所示。

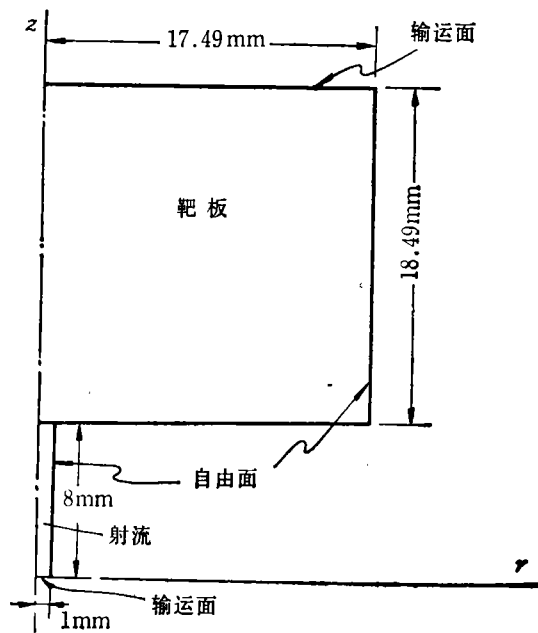


图 A $t=0$ 时计算图形

1) 当侵彻孔内产生堵塞, 则 V_i-V 关系只适用于堵塞前。

初始条件:

钢靶板 密度 $\rho_i^0 = 7.85 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$

压力 $p = 1$ 个大气压 $= 10^5 \text{ Pa}$

温度 $T = 293 \text{ K}$

比内能 $I_i^0 = 0.6369426 \times 10 \text{ J/kg}$

径向质点速度 $u = 0$

轴向质点速度 $v = 0$

半径 17.49 mm

厚度半无限(计算厚度 18.49 mm)

铜射流 密度 $\rho_j^0 = 8.60 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 半径 1 mm

压力 $p = 1$ 个大气压 $= 10^5 \text{ Pa}$ 长度半无限(计算长度 8 mm)

温度 $T = 1073 \text{ K}$

比内能 $I_j^0 = 0.5843980 \times 10 \text{ J/kg}$

径向质点速度 $u = 0$

轴向质点速度 $v_j^0 = 850 \text{ m/s}; 750 \text{ m/s}; 650 \text{ m/s}; 601 \text{ m/s}$.

I_i^0, I_j^0 均由 $p = 1$ 个大气压, $\rho = \rho_i^0, \rho_j^0$ 代入 Tillotson 状态方程中求得的。

三、计算结果

1. 关于定常侵彻速度

根据四组不同初始射流速度 V_j^0 的计算得到: 侵彻速度-时间曲线在 $2 \mu\text{s}$ 以前从高速不断下降, 由 $2 \mu\text{s}$ 开始保持在一低速范围内振荡; 侵彻深度-时间曲线从 $2 \mu\text{s}$ 开始趋于直线; 孔底压力-时间曲线也于 $2 \mu\text{s}$ 以后从高压降至一低压范围内振荡(见图 1、2、3)。可以认为从 $2 \mu\text{s}$ 射流开始进入定常侵彻。再运用定常不可压缩流体的伯努利公式检验射流与靶板碰撞面的速度、压力是否满足定常条件:

$$\frac{1}{2} \rho_j (V_j - V)^2 = (p - s_{zz})_i + \frac{1}{2} \rho_i V^2$$

式中 $(p - s_{zz})_i$ 是靶板中侵彻孔底处的轴向应力。表 1 列出对 $V_j^0 = 850 \text{ m/s}$ 的检验:

表 1

$t/\mu\text{s}$	$V/\text{m/s}$	MPa $\rho^* = \frac{1}{2} \rho_j (V_j - V)^2$	$-\sigma_{zz} = (p - s_{zz})_i$	$\frac{1}{2} \rho_i V^2$	$(p - s_{zz})_i$ $+ \frac{1}{2} \rho_i V^2$
2.05	0.1253×10^3	0.226×10^4	0.7684×10^3	0.0616×10^3	0.8300×10^3
2.50	0.1363×10^3	0.219×10^4	0.6979×10^3	0.0729×10^3	0.7708×10^3
2.60	0.1450×10^3	0.214×10^4	0.2814×10^4	0.0825×10^3	0.2896×10^4
3.02	0.1270×10^3	0.224×10^4	0.2802×10^4	0.0633×10^3	0.2865×10^4
3.55	0.1547×10^3	0.2088×10^4	0.1875×10^4	0.0939×10^3	0.1969×10^4
4.02	0.1677×10^3	0.200×10^4	0.3075×10^4	0.1104×10^4	0.3185×10^4
平均	$\bar{V} = 0.1425 \times 10^3 \text{ m/s}$		$\rho^* = 0.215 \times 10^4 \text{ MPa}$		0.2086×10^4

由表 1 可见 p^* 与 $(p - s_{xz})_t + \frac{1}{2} \rho_i V^2$ 的误差仅为 3%, 说明已进入定常侵彻阶段。也
用此方法整理计算数据, 获得定常侵彻速度 V (见表 2)。表中 R/r 定常开始时 (即开坑

表 2

V_i^0 m/s	850	750	650	601
V m/s	142	105	34.8	30
R/r	6.9/4	6.6/4	5.4/4	6.2/4
$\Delta T y/r$	4.8/4	3.9/4	3/4	2.5/4

阶段结束时), 开坑半径 R 与初始射流半径 r 之比, 从表中可见开坑半径约为射流半径的
1 倍半。 $\Delta T y/r$ 表示开坑的深度与射流初始半径之比, 约为 1。

将计算所得四组 V_i-V 数值与理想不可压缩流体的 V_i-V 关系进行比较, 示于图
4。

2. 改变靶板强度的一组计算

调整计算程序中靶板的强度, 计算铜弹丸对钢靶板的侵彻。当靶板的常温常压动载

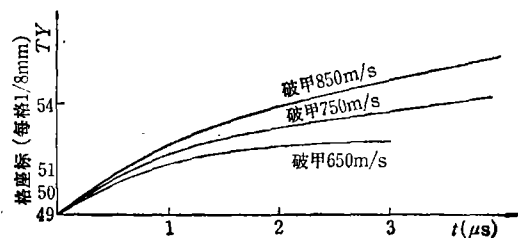
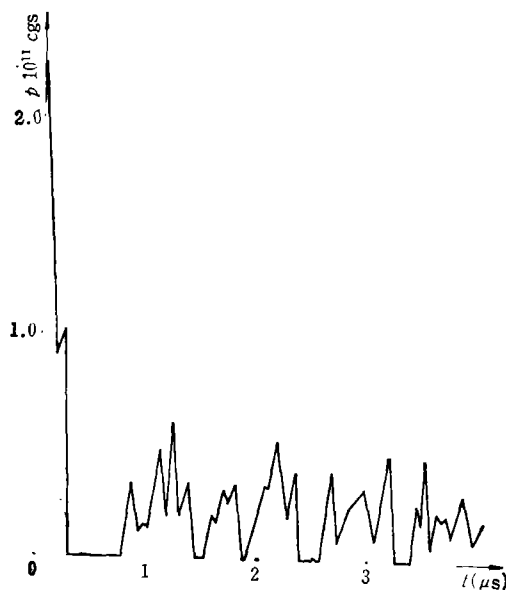


图 1

图 2 破甲 750m/s Cu→Fe 孔底 $p \sim t$

强度取为 $2.30 \times 10^3 \text{MPa}$ 时, 弹丸速度为 900m/s 时, 算得侵彻速度在零附近振荡。

3. 关于侵彻过程中射流能量的转化

开坑阶段射流能量的消耗(即靶板吸收的能量)。

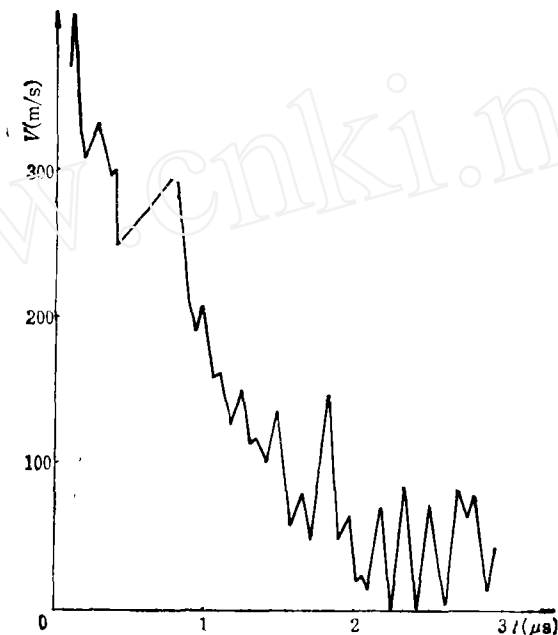


图 3 破甲 650m/s 孔底 $V-t$

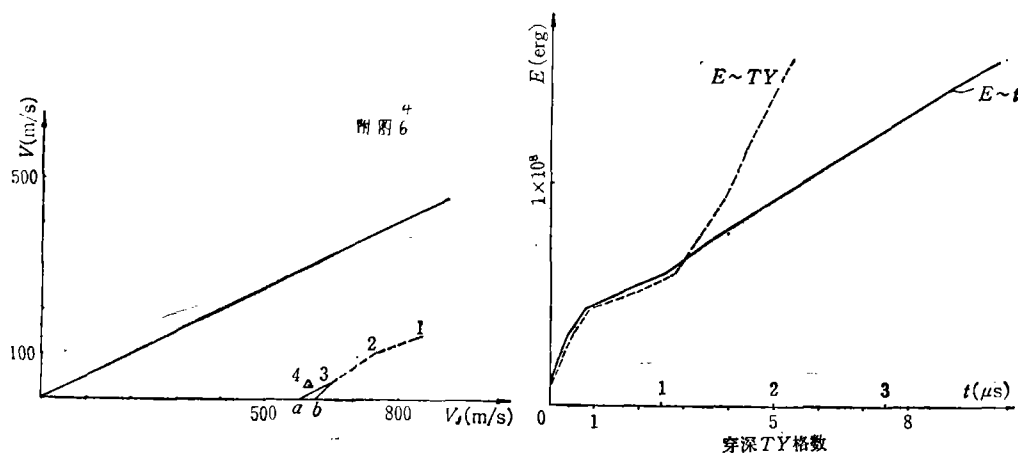


图 4

图 5 破甲 750m/s 靶板 $E-t$, $E-T_y$

表 3 中所列计算结果表明, 随着射流速度的增高, 开坑所消耗的能量提高。对于 $V_0^0 = 750 \text{m/s}$, 整个侵彻过程中靶板能量随时间和深度的变化示于图 5。从图 5 中可以明显地看到靶板能量随时间或随侵彻深度的变化从初始的不定常阶段趋于稳定的定常阶

表 3

$V_j^0/\text{m/s}$	靶板初始总能 J_0	开坑阶段靶板吸收的能量 J	靶板吸收的能量占初始射流能量的百分比
850	0.888636	0.117250×10^2	12.3%
750	0.888636	0.862272×10	11.9%
650	0.888636	0.609651×10	11.5%

段。在碰撞的早期,由于形成击波,所以能量消耗最大,表现为 $E-t$ 曲线和 $E-Ty$ 曲线中初始很大的斜率。

表 4 列出 $V_j^0 = 650\text{m/s}$ 的有关计算结果

表 4

$t/\mu\text{s}$	靶板总能 J	孔底位置 格子数 (Ty)	$t/\mu\text{s}$	靶板总能 J	孔底位置 格子数 (Ty)
0	0.888636	49.00	2.17	0.698515×10	52.08
0.08	0.181056×10	49.21	2.29	0.734900×10	52.11
0.16	0.255130×10	49.43	2.43	0.756907×10	52.17
0.32	0.338407×10	49.84	2.67	0.790374×10	52.24
0.67	0.395219×10	50.59	2.94	0.849152×10	52.37
1.37	0.547601×10	51.65			

从三组计算数据整理得到:

表 5

$V_j^0/\text{m/s}$	侵彻单位深度靶板吸收的能量 (J)	
	开坑阶段	定常侵彻阶段
850	0.22087×10	0.40917×10
750	0.20215×10	0.41875×10
650	0.18012×10	0.53172×10

数据表明定常侵彻单位深度所消耗的能量约为开坑的二倍,而且射流速度越低,定常侵彻的能量消耗越大。所以,为加深侵彻深度,可提高破甲弹射流微元的速度或增长连续射流。

四、结果分析

1. 对于四组 V_j-V 数据的分析

(1) 从图 4 可见第 4 点 ($V_j = 601\text{m/s}$, $V = 30\text{m/s}$) 与其它三个点不在一条曲线上,而且从第 4 点至第 3 点的斜率不符合物理分析,其斜率为

$$\frac{dV}{dV_j} \approx \frac{\Delta V}{\Delta V_j} = \frac{4.8}{49} \approx 0.1$$

根据理想不可压缩流体的伯努利公式

$$\frac{1}{2} \rho_j (V_j - V)^2 = \frac{1}{2} \rho_i V^2,$$

铜射流侵彻钢靶板的定常侵彻速度

$$V = 0.512V_i \quad \text{即} \quad \frac{dV}{dV_i} \approx \frac{1}{2}$$

若是采用郑哲敏的 V_i - V 公式

$$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2 = \frac{1}{2} \rho_t V^2 + KY_0 \left[1 + \alpha \left(\frac{\frac{1}{2} \rho_i V^2}{Y_0} \right)^{\mu/2} \right]$$

则

$$\frac{dV}{dV_i} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_t}{\rho_i} \frac{V}{V_i - V} + \frac{1}{2} K \cdot \alpha \cdot \mu \frac{\rho_t}{\rho_i} \frac{V}{V_i - V} \left(\frac{\frac{1}{2} \rho_i V^2}{Y_0} \right)^{\frac{\mu}{2}-1}}$$

取 $\mu = 1^{[3]}$, 当 $\alpha = 0$, $\left. \frac{dV}{dV_i} \right|_{V=0} = 1$, $\alpha \neq 0$, $\frac{1}{2} < \left. \frac{dV}{dV_i} \right|_{V=0} < 1$ 可见考虑了靶板强度随 V 的变化, V_i - V 曲线的斜率在高速段向 0.512 趋近, 在 $V = 0$ 处则向 1 趋近。而现在 4 点至 3 点之间的斜率仅为 0.1, 不符合物理, 说明第 4 点的计算存在问题, 或者说计算误差较大。

(2) 假设可以用另外三组 V_i - V 数据确定靶板的临界侵彻速度 V_i^* 。

1) 应用半经验公式确定靶板的 V_i^* 。

Eichelberger 给出有强度的伯努利公式描述破甲侵彻的定常过程:

$$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2 = \frac{1}{2} \rho_t V^2 + R_t \quad (1)$$

式中 $R_t = KY_0$, Y_0 为靶板常温常压下的动态强度, K 为强度几何因子。当 $V = 0$ 时, $R_t = \frac{1}{2} \rho_t V_i^{*2}$ 。将计算所得三组 (V_i, V) 及 $Y_0 = 10^9 \text{ Pa}$ 代入(1)式, 可得 R_t 、 K 和 V_i^* (见表 6)。

表 6

$V_i/\text{m/s}$	$V/\text{m/s}$	$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2/\text{Pa}$	$\frac{1}{2} \rho_t V^2/\text{Pa}$	$R_t = \frac{1}{2} \rho_t V_i^{*2}/\text{Pa}$	K	$V_i^*/\text{m/s}$
850	142	0.216×10^{10}	0.786×10^8	0.208×10^{10}	2.08	695
750	105	0.179×10^{10}	0.432×10^8	0.175×10^{10}	1.75	638
650	348	0.1625×10^{10}	0.475×10^8	0.1620×10^{10}	1.62	613

$\bar{V}_i^* = 649 \text{ m/s}$

应用郑哲敏的 V_i - V 半经验公式估算得到 $V_i^* = 590 \text{ m/s}$ 。

若是用公式

$$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2 = \frac{1}{2} \rho_t V^2 + KY_0 \left[1 + \alpha \left(\frac{\frac{1}{2} \rho_i V_i^2}{Y_0} \right)^{\mu/2} \right]$$

取 $\mu = 1$, $\alpha = 0.1$, 求 V_i^* (见表 7)。

表 7

$V_i/\text{m/s}$	$V/\text{m/s}$	$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2$	$\frac{1}{2} \rho_i V^2$	$\frac{1}{2} \rho_i (V_i - V)^2 - \frac{1}{2} \times \rho_i V^2$	$\left(\frac{\frac{1}{2} \rho_i V_i^2}{Y_0} \right)^{1/2}$	K	$V_i^*/\text{m/s}$
850	142	0.216×10^{10}	0.786×10^8	0.208×10^{10}	$\sqrt{3.11}=1.76$	1.76	649
750	105	0.179×10^{10}	0.432×10^8	0.175×10^{10}	$\sqrt{2.42}=1.55$	1.51	592
650	34.8	0.1625×10^{10}	0.475×10^8	0.162×10^{10}	$\sqrt{1.82}=1.35$	1.43	576

平均 $V_i^* = 602\text{m/s}$

综上所述,将数值计算结果代入各半经验公式中,得到常温常压动态强度 $Y_0 = 10^9\text{MPa}$ 的钢靶板的临界侵彻速度的范围为 590m/s 至 649m/s 。

2) 利用已得的 V_i-V 图上的三个点1、2、3,外插得 $V=0$ 的点(见图4)。

由3点作 $\frac{dV}{dV_i} = \frac{1}{2}$ 和1,两条直线,分别与 V_i 轴交于 a 、 b 两点, a 点 $V_i = 580\text{m/s}$, b 点 $V_i = 612\text{m/s}$ 。靶板临界侵彻速度是在 $600 \pm 20\text{m/s}$ 的范围内。

2. 对于所得临界侵彻速度的检验

(1) 改变靶板计算强度的验算

进行了另一组铜弹丸(正圆柱体)垂直侵彻靶板的计算,弹速 $V_i^0 = 900\text{m/s}$,调整计算程序中的靶板强度,当计算强度 $Y = Y_0 \left(1 + \alpha \frac{p}{Y_0} \right)$ 式中 $Y_0 = 2.30 \times 10^9\text{Pa}$,计算得侵彻速度基本上为零。

根据破甲侵彻的相似律^[6],弹、靶的任何参数都不变,只改变靶板的强度参数 Y_0 ,则定常侵彻速度

$$\frac{V}{V_i} = f \left(\frac{Y_0}{\frac{1}{2} \rho_i V_i^2} \right)$$

当 $V_i = V_i^*$, 则 $V = 0$, 只要无量纲变量 $\frac{Y_0}{\frac{1}{2} \rho_i V_i^2}$ 相同,则 $\frac{V}{V_i}$ 也相同。 Y_0 代表常温

常压下的靶板动态强度。已得 $Y_0 = 2.30 \times 10^9\text{Pa}$, $V_i^* = 900\text{m/s}$; 则可算得 $Y_0 = 10^9\text{Pa}$ 时的 V_i^* :

$$\frac{2.30 \times 10^9}{\frac{1}{2} \rho_i (0.9 \times 10^3)^2} = \frac{1 \times 10^9}{\frac{1}{2} \rho_i \cdot V_i^{*2}} \quad V_i^* = 600\text{m/s}$$

此结果与破甲计算的基本一致,说明计算具有一定的可靠性,即二维不定常流体弹塑性数值计算的结果符合最基本的量纲分析的物理准则。

(2) 与临界侵彻试验^[7]的比较

文献[7]指出,由试验测得弹丸对靶板的侵彻深度及弹丸的原始碰撞速度,将它们代入半经验的公式中,可算得靶板的临界侵彻速度。对于强度为 (10^9Pa) 的 603# 钢的临界侵彻速度为 912m/s 。它所对应的公式(1)中的 $R_t = 3.64 \times 10^9\text{Pa}$ 。 R_t 代表靶板孔底的抗力。已知无限弹塑性介质中球形扩孔材料的极限抗力 $p_r = 4.0 \times 10^9\text{Pa}$, 而圆柱形

扩孔的材料抗力 $p_c = 3.40 \times 10^3 p_s$ 。试验所得之 R_c 介于 p_s 与 p_c 之间, 具有一定的可靠性。因此认为按二维计算所得之 603# 钢的临界侵彻速度为 600m/s 左右是偏低的, 约有 30~40% 的误差。

二维不定常数值计算方法用于计算低速碰撞问题产生较大误差的原因尚待进一步探讨解决, 但初步分析其原因可能有下列几条:

1. 低速低压时, 材料的状态值不宜用现程序中的 Tillotson 状态方程来描述。
2. 低速低压时弹性功不可忽视。在本程序中计及外力功对内能贡献时, 没有扣除弹性功。
3. 计算数据在低速低压时发生振荡, 影响了数据分析的正确性。

参 考 文 献

- [1] 郑哲敏、段祝平, “破甲过程初步分析及一些基础知识”, 力学情报, 1973.5—6 期。
- [2] 郑哲敏, “关于射流侵彻的几个问题”科技参考资料 52 研究所, 6(1977)。
- [3] 郑哲敏、谈庆明, “破甲机理的力学分析及简化模型”科技参考资料(52 研究所), 6(1977)。
- [4] 五机部二〇四所、北大数理系计算数学教研组、力学所二室“破甲侵彻过程的数值计算”, 科技参考资料(52 研究所), 6(1977)。
- [5] AD. 726459 Hageman, L. J., Walsh, J. M., “HELP, A multi-material Eulerian program for compressible fluid and elastic-plastic flows in two space dimensions and time” Vol. I. May. 1977. AD. 726460 Vol. II. FORTRAN listing of HELP
- [6] 高举贤, “聚能射流侵彻过程模型律”《力学》杂志, 1(1974)。
- [7] 叶东英等, “聚能射流临界侵彻速度的试验研究”, 力学所研究报告(1979)。
- [8] 段祝平等, “塑性波理论及其在研究 25 Cr MnSi 合金钢动力学性能中的应用”, 力学所研究报告(1979)。
- [9] Eichelberger, R. J., PB 144831, (1954)。
- [10] Tate, A., “A theory for the deceleration of long rods after impact”, *J. Mech. Phys. Solids*. 15 (1967)。
- [11] 秦孟兆等, “二维不定常流体弹塑性问题数值计算的应用软件”, 《数值计算与计算机应用》5, 3(1984)。(已被收录为美国 AD-A 159492)
- [12] 秦孟兆、谈庆明等, “二维流体弹塑性流体 (LTDL) 计算的分裂算法”《数值计算与计算机应用》5, 4(1984)。

A NUMERICAL ANALYSIS OF CRITICAL PENETRATION VELOCITY FOR JET PERPENDICULAR PENETRATING

Qin Mengzhao

(Computer center, Academia sinica)

Xie Chunsheng

(Xian Modern Chemical Institut-)

Tan Qingming, Liu Xiaoping

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract In this paper, computational program for compressible fluid and elastic-plastic flow in two space dimensions and time has been used to study phenomena of the low speed jet penetrating a steel target. On the basis of the computational results, the dynamic process of cratering and stable penetration was obtained. Thus, the mechanism of a jet penetrating a metal target developed by Prof. C. M. Chen in 1972 is verified. In addition, the authors also give the qualitative results about the jet energy lose, and the extent of the critical penetration velocity which signifies the strength of target to resist the jet penetration.

Key words: jet, penetration, hydro-elasto-plastic flow, numerical