

局部冲击作用下刚塑性平板的 动力响应和失效模式

陈发良 樊福如

(北京应用物理与计算数学研究所 北京8009信箱 100088)

摘要 基于理想刚塑性的材料模型假定,同时考虑靶板弯曲塑性变形和剪切滑动,完整地分析了平板受刚性体撞击或受局部压力脉冲冲击的动力响应和失效模式,得到了撞击物侵入深度、靶板穿透条件、塑性变形范围等特征变形破坏参数的解析表达式,讨论了撞击物速度、压力脉冲的冲量和形状等参量对响应和破坏模式的影响,比较了刚塑性理论分析结果与相关的实验和弹塑性数值计算结果。

关键词 刚塑性平板 动力响应 剪切滑动 穿透

板结构在强动载荷作用下的塑性动力响应包括三种模式^[1],稳态的韧性响应、含拉伸断裂的响应和含剪切滑动的响应。一般说来,外加载荷强度越高,分布得越局部,结构的响应和变形就越局部,也就越容易出现局部剪切变形和剪切破坏。在常规武器穿甲、激光武器打击导弹或卫星等工程问题中,子弹速度或激光强度都很高,因而靶目标的剪切变形是重要的结构失效机制之一。

平板受局部冲击作用,变形模式中不仅有弯曲塑性变形又有局部剪切滑动,并且这两种变形相互耦合。可是迄今有关的理论分析工作大多只考虑了其中一种,如文献[2,3]只考虑靶板的弯曲变形,而文献[4]却只考虑了剪切滑移。Symonds^[5]在分析刚性体撞击无限长梁的问题中首先把弯曲和剪切两种变形耦合起来考虑。最近,J. Quanlin^[6]在关于刚性体撞击平板的分析中也一起考虑了这两种变形,然而他的工作主要关心的仍是靶板的弯曲变形(挠度),并未仔细讨论靶板剪切滑移和剪切破坏的情况。

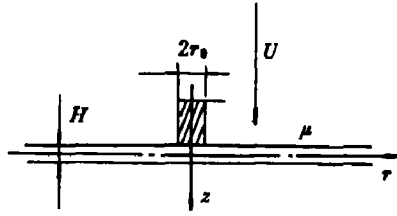
参照 Symonds 分析受撞击梁的方法,本文考虑有广泛应用背景的受局部冲击的板,分析靶板弯曲和剪切耦合的动力响应,不仅讨论外载是刚性体撞击的情形,也讨论外载为局部压力脉冲冲击的情形。

1 平板受刚性体撞击

考虑一无限大(或充分大)的厚度为 H 的均匀平板,受质量为 G 、横截面半径为 r_0 的圆柱状刚性体从板的法向正撞击。问题是轴对称的,建立如图1所示的柱坐标系 (r, θ, z) 。假

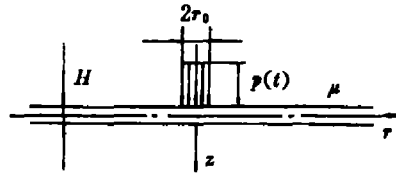
• 国家高技术计划激光技术领域资助。

1992年7月1日收到原稿,1993年2月15日收到修改稿。



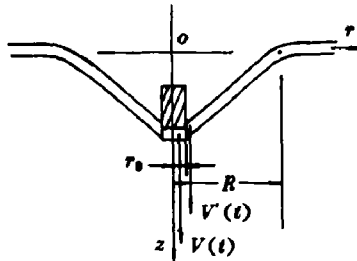
(a-1) 受刚性体撞击的平板

(a-1) Target plate struck by a rigid cylinder



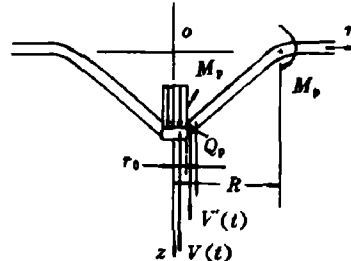
(b-1) 受局部压力冲击的平板

(b-1) Target plate impacted by a local impulse



(a-2) 变形模式

(a-2) Pattern of deformation

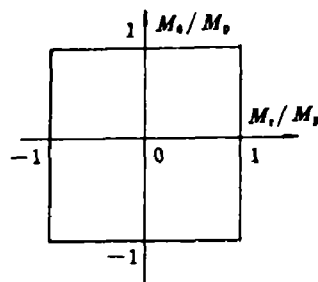


(b-2) 变形模式

(b-2) Pattern of deformation

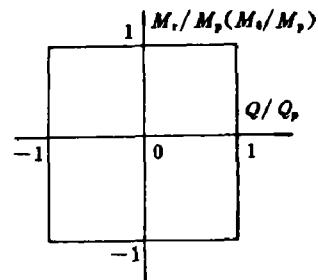
图 1

Fig. 1



(a) Johansen 近似屈服面

(a) Johansen's yield criterion



(b) 弯矩和剪力独立作用屈服面

(b) Square yield curve of bending moment with shear force

图 2 弯矩和剪力独立作用屈服面与坐标面的交线

Fig. 2 Plastic yield condition

定板的材料是理想刚塑性,并且其截面服从剪切和弯矩独立作用的塑性屈服面(图 2),那

么类似刚性体撞击无限长梁的情形^[5],在撞击物的边缘 $r=r_0$ 处板截面既有相对滑动又有弯曲变形,变形模式如图 1 所示。

假设撞击物的初速为 U ,在 $t=0$ 时刻撞击平板后与半径为 r_0 的板块“贴”在一起以速度 $V(t)$ 运动。动量守恒定理给出

$$(\mu\pi r_0^2 + G)V_0 = GU \quad (1)$$

其中: $V_0 = V(0)$, μ 为单位面积板的质量。记 $\mu' = (\mu\pi r_0^2 + G)/\pi r_0^2 = \mu + (G/\pi r_0^2)$, 则(1)变成

$$V_0 = \frac{GU}{\mu' \pi r_0^2} \quad (2)$$

在 $t > 0$, 根据动量定理有

$$\mu' \pi r_0^2 \dot{V} = 2\pi r_0 Q_0 \quad (3)$$

式中: Q_0 表示径向剪力 Q_r 在 $r=r_0$ 处的值, $(\dot{\quad}) = \partial(\quad)/\partial t$ 。

薄板轴对称小变形的平衡方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial r}(rM_r) - M_\theta - rQ_r = 0 \\ \frac{\partial}{\partial r}(rQ_r) - \mu'' W r = 0 \end{cases} \quad (4)$$

式中: M_r 、 M_θ 分别表示径向和环向弯矩, W 表示挠度。

参见图 1 所示的变形模式,在 $r_0 \leq r \leq R$, 速度场沿 r 线性分布:

$$\dot{W} = V'(t) \left(\frac{R-r}{R-r_0} \right) \quad (5)$$

R 是塑性铰圆的半径。类似于受撞击梁的情形^[5],在响应的前期,塑性铰线 $r=R$ 是驻定的,即 $\dot{R}=0$, 则由(5)式可得

$$\ddot{W} = \dot{V}'(t) \left(\frac{R-r}{R-r_0} \right) \quad (6)$$

$r=r_0$ 和 $r=R$ 都是广义塑性铰线,因而该处内力状态位于塑性屈服面(图 2)上。根据上述变形模式和塑性流动法则可知,在 $r=r_0$

$$Q = -Q_0, \quad M_r = M_0 \quad (7a)$$

而在 $r=R$,

$$Q = 0, \quad M_r = -M_0 \quad (7b)$$

在区域 $r_0 \leq r \leq R$ 上,

$$M_\theta = M_0 \quad (8)$$

这里 Q_0 和 M_0 分别为板截面极限塑性剪力和弯矩,即 $Q_0 \approx \tau_s H$, $M_0 = (1/4)YH^2$, Y 和 τ_s 分别为材料的拉伸和剪切屈服强度。

将(6)式和(8)式代入(4)式,然后在边界条件(7a)下积分得到剪力及弯矩的表达式

$$\begin{cases} rQ = \frac{\mu' V'}{(R-r_0)} \left\{ \frac{r^2}{6}(3R-2r) - \frac{r_0^2}{6}(3R-2r_0) \right\} - r_0 Q_0 \\ rM_r = \frac{\mu' V'}{(R-r_0)} \left\{ \frac{R}{6}(r^3 - r_0^3) - \frac{1}{12}(r^4 - r_0^4) - \frac{r_0^2}{6}(3R-2r_0)(r-r_0) \right\} \\ \quad - r_0 Q_0 (r-r_0) + rM_0 \end{cases} \quad (9)$$

将边界条件(7b)代入上式得

$$\begin{cases} \frac{\mu \dot{V}}{(R-r_0)} \left\{ \frac{R^3}{6} - \frac{r_0^3}{6} (3R-2r_0) \right\} - r_0 Q_0 = 0 \\ \frac{\mu \dot{V}}{(R-r_0)} \left\{ \frac{R^4}{12} - \frac{R^2 r_0^2}{2} + \frac{2Rr_0^3}{3} - \frac{r_0^4}{4} \right\} - r_0 Q_0 (R-r_0) + 2RM_0 = 0 \end{cases} \quad (10)$$

上式是以加速度 \dot{V} 、铰线半径 R 为未知数的代数方程组。引入无量纲参数

$$\begin{cases} \beta = \frac{2M_0}{HQ_0}, \quad \gamma = \frac{r_0}{H}, \quad \bar{\gamma} = 1 - \frac{\beta}{\gamma} \\ x = \frac{R}{r_0} = \frac{1}{\gamma} \frac{R}{H}, \quad y = \frac{\mu r_0}{Q_0} \dot{V} \end{cases} \quad (11)$$

则(10)式可改写成

$$\begin{cases} \frac{y}{x-1} \left\{ \frac{1}{6} x^3 - \frac{1}{6} (3x-2) \right\} - 1 = 0 \\ \frac{y}{x-1} \left\{ \frac{1}{12} x^4 - \frac{1}{2} x^2 + \frac{2}{3} x - \frac{1}{4} \right\} - \bar{\gamma} x + 1 = 0 \end{cases} \quad (12)$$

从而

$$\begin{cases} (2\bar{\gamma}-1)x^4 - 2x^3 - 6(\bar{\gamma}-1)x^2 + 2(2\bar{\gamma}-1)x - 1 = 0 \\ y = \frac{6(x-1)}{x^3 - 3x + 2} \end{cases} \quad (13)$$

显然 $x=x(\bar{\gamma})=x(\beta, \gamma)$, $y=y(\bar{\gamma})=y(\beta, \gamma)$ 。这里 $\beta=2M_0/HQ_0 \approx Y/2\tau$ 是一个材料参数, 如果对金属靶板假设其材料服从 Tresca 理想屈服规律, 则它可取近似值 $\beta \approx 1$ 。由此可见在靶板材料和厚度给定后, 铰线位置 R 只与撞击物的横截面半径有关, 与撞击物速度无关。当取 $\beta=1$ 时, x 依赖 γ 的变化见于图 3。图 3 表明, 当撞击物半径 r_0 为板厚度 H 的几到十几倍时, 铰线半径 R 为几倍 r_0 的量级。而且, 在 $\gamma=\gamma_0 \approx 5$ 处 R 有一极小值约为 $10.6H$ (依赖于参数 β); 当 γ 偏离 γ_0 而变化时, R 则缓慢变大。(13)式还说明加速度 \dot{V} 为常数, 即 $r=r_0$ 处的板截面作匀加速运动, 从而

$$\dot{V} = \dot{V} t = \frac{Q_0}{\mu r_0} y t \quad (14)$$

另一方面, 将 $Q_0 = -Q$ 代入(3)式, 积分得到撞击物的速度为

$$V = V_0 - \frac{2Q_0}{\mu r_0} t \quad (15)$$

于是 $r=r_0$ 处板截面的相对滑动速度为

$$V - \dot{V} = V_0 - \frac{Q_0}{\mu r_0} \left(\frac{2}{\zeta} + y \right) t \quad (16)$$

式中 $\zeta = \frac{\mu}{\mu} = 1 + \frac{G}{\mu \pi r_0^2}$, 因此 t 时刻的滑动距离为

$$S(t) = V_0 t - \frac{Q_0}{2\mu r_0} \left(\frac{2}{\zeta} + y \right) t^2 \quad (17)$$

(16)和(17)式表明, 相对滑动是一个匀减速运动。当

$$t = t_1 = \frac{\mu V_0 r_0}{Q_0 \left(\frac{2}{\zeta} + y \right)} \quad (18)$$

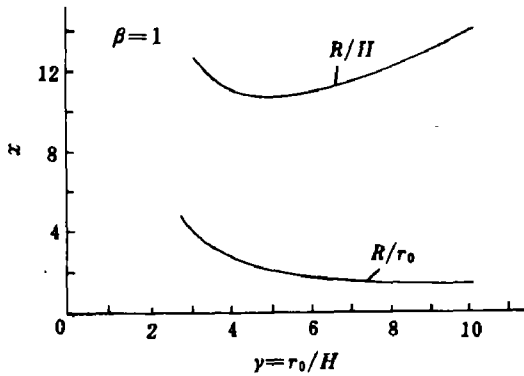


图 3
Fig. 3

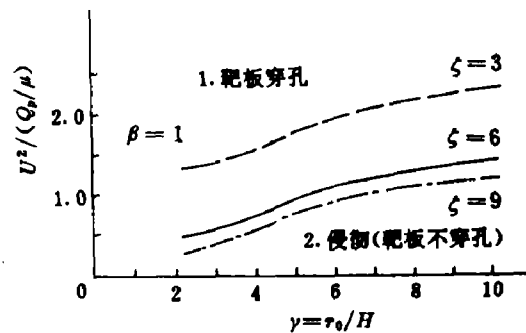


图 4 相应于靶板不同破坏模式的参数区域

Fig. 4 A map in $(\frac{U^2}{Q_0/\mu}) \sim y$ plane, showing the regions corresponding to various failure modes
1. Perforation, 2. Embedding

时, $V=V'$, 滑动停止。于是总的相对滑动距离为

$$S_1 = S(t_1) = \frac{\mu V_0^2 r_0}{2Q_0(\frac{2}{\zeta} + y)} \tag{19}$$

如果 $S_1 < H$, 则意味着靶板未被穿透, 撞击物只侵彻在靶板中; $S_1 \geq H$, 则意味着撞击物穿透靶板。因而

$$S_1 = \frac{\mu V_0^2 r_0}{2Q_0(\frac{2}{\zeta} + y)} = H \tag{20}$$

就是确定靶板穿透与否的临界条件, 即穿透靶板的撞击物临界速度 U_1 :

$$\frac{\mu U_1^2}{Q_0} = \frac{2}{y} (\frac{\zeta}{\zeta - 1})^2 (\frac{2}{\zeta} + y) \tag{21}$$

图 4 表示参数平面 $[U^2/(Q_0/\mu)] \sim y$ 上相应于靶板不同破坏模式的参数区域。从中可见, 撞击物质量越大, 半径越小, 临界速度越小; 不过随着撞击物质量的增大, 质量比 ζ 对临界速度 U_1 的影响逐渐变小。

下面区分 $S_1 < H$ 和 $S_1 \geq H$ 两种情形讨论。

1. $S_1 < H$

在 $t=t_1$ 时刻 r_0 处板截面相对滑动停止。在 $t > t_1$, 撞击物“嵌”在靶板中与板一起运动直至剩余动能全部转化为板的塑性变形能。基本运动方程(3)和(4)仍适用于这阶段, 只是要用运动协调条件 $V=V'$ 代替上述分析中的 $Q_0 = -Q$, 而且一般地 R 要随时间变化, 即这时较圆 $r=R$ 向外移行。这样, 积分(4)式就可得到

$$\begin{cases} \frac{\mu V'}{(R-r_0)} \left\{ \frac{R^3}{6} - \frac{r_0^3}{6}(3R-2r_0) \right\} + \frac{\mu V' R}{(R-r_0)^2} \left\{ \frac{R^2}{6}(2R-3r_0) + \frac{r_0^3}{6} \right\} - r_0 Q_0 = 0 \\ \frac{\mu V'}{(R-r_0)} \left\{ \frac{R^4}{12} - \frac{R^2 r_0^2}{2} + \frac{2Rr_0^3}{3} - \frac{r_0^4}{4} \right\} + \frac{\mu V' R}{(R-r_0)^2} \left\{ \frac{1}{12}(R^4 - r_0^4) \right. \\ \left. - \frac{Rr_0}{6}(R^2 - r_0^2) \right\} - r_0 Q_0 (R-r_0) + 2RM_p = 0 \end{cases} \quad (22)$$

上式联立(3)式构成以 R, V' 和 Q_0 为未知函数的封闭的常微分方程组。在 t_1 时刻的初条件下积分可得到 $R=R(t), V'=V'(t), Q_0=Q_0(t)$ 。直到 $V'=0$, 整个响应结束。

2. $S_1 \geq H$

在这种情形, 当 $t=t_p \leq t_1$ 时 $S=H$, 撞击物穿透靶板自由飞出。由(17)式,

$$\frac{Q_p}{2\mu r_0} \left(\frac{2}{\zeta} + y \right) t_p^2 - V_0 t_p + H = 0$$

从而

$$t_p = \frac{\mu r_0}{Q_p \left(\frac{2}{\zeta} + y \right)} \left[V_0 - \sqrt{V_0^2 - \frac{2Q_p H}{\mu r_0} \left(\frac{2}{\zeta} + y \right)} \right] \quad (23)$$

而由(15)式, 当 $t=t_p$ 时

$$V = V_p = V_0 - \frac{2Q_p}{\mu' r_0} t_p \quad (24)$$

这里 V_p 就是撞击物(子弹)穿出靶板后的自由飞行速度(剩余速度)。

在 $t > t_p$, 撞击物脱离靶板, 因此 r_0 处板的边条件变成自由边条件: $Q_0=0, M_r=0$ 。同样, 从运动方程(4)积分得出

$$\begin{cases} \frac{\mu V'}{(R-r_0)} \left\{ \frac{R^3}{6} - \frac{r_0^3}{6}(3R-2r_0) \right\} + \frac{\mu V' R}{(R-r_0)^2} \left\{ \frac{R^2}{6}(2R-3r_0) + \frac{r_0^3}{6} \right\} = 0 \\ \frac{\mu V'}{(R-r_0)} \left\{ \frac{R^4}{12} - \frac{R^2 r_0^2}{2} + \frac{2Rr_0^3}{3} - \frac{r_0^4}{4} \right\} + \frac{\mu V' R}{(R-r_0)^2} \left\{ \frac{1}{12}(R^4 - r_0^4) \right. \\ \left. - \frac{Rr_0}{6}(R^2 - r_0^2) \right\} + (2R-r_0)M_p = 0 \end{cases} \quad (25)$$

它是 R, V' 为未知函数的常微分方程组, 在 t_p 时刻的初条件下积分便可得到 $R=R(t), V'=V'(t)$ 。直到 $V'=0$, 板的动力响应结束。再积分(5)式可以得到板的最终挠度。

在剪切滑动停止或靶板被穿透以前, 铰圆 $r=R$ 是驻定的, 板的塑性变形局限于 $r \leq R$ 的范围。在剪切滑动停止或靶板穿透以后, 靶板继续发生塑性变形, 且这阶段铰圆 $r=R$ 要向外移行。但从总体上看, 靶板主要塑性变形集中在第一阶段的铰圆范围内, 因而(13)式确定的铰圆半径 R 可看作靶板特征变形参数之一。

2 平板受局部压力脉冲冲击

上一节详细分析了平板受刚性体撞击的塑性动力响应过程。但在激光武器攻击靶目标的实际问题中, 高强度激光照射靶目标引起靶表层材料迅速汽化, 汽化物质向外喷射由于冲量耦合对靶形成局部分布的反冲击力。在短脉冲高强度激光照射情形, 靶表面汽化层

很薄而引起的反冲压却很大^[9,10]。因此，在本节我们讨论平板受局部压力脉冲冲击的动力响应。

如图 1，考虑一充分大的平板在 $r \leq r_0$ 的圆域上受均布压力 $p(t)$ 作用。类比于上一节的分析可知，如果压力脉冲较强， $r=r_0$ 处板截面将发生剪切滑动。这时 $Q_0 = -Q_p$ 。于是得到 r_0 处产生剪切滑动的临界条件是

$$\pi r_0^2 \dot{p} - 2\pi r_0 Q_p = 0 \tag{26}$$

即临界压力 p_c ：

$$\left(\frac{p_c}{2\tau_s}\right)\gamma = 1 \tag{27}$$

图 5 在参数平面 $(p/2\tau_s) \sim \gamma$ 上示出了发生剪切滑动的条件。

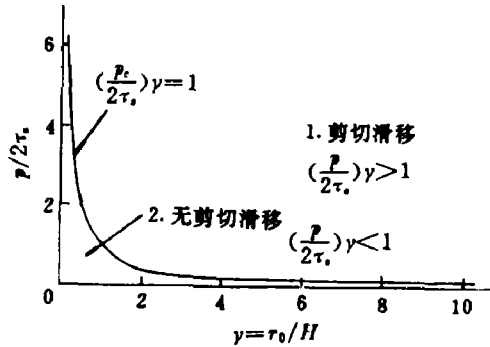


图 5 发生剪切滑动的条件

Fig. 5 The condition of shear sliding

1. Shear sliding, 2. No shear sliding

下面我们讨论 $p(0) > p_c$ 即在 r_0 处板截面发生剪切滑动的情形。板的变形模式与上一节平板受撞击的情形相同，这时代替上面(3)式的运动方程是

$$\mu \pi r_0^2 \dot{V} = \pi r_0^2 p(t) - 2\pi r_0 Q_p$$

也就是

$$\dot{V} = \frac{1}{\mu} [p(t) - p_c] \tag{28}$$

积分得到

$$V = \frac{1}{\mu} [I(t) - p_c t] \tag{29}$$

其中 $I(t) \equiv \int_0^t p(t) dt$ 。于是 r_0 处板截面相对滑动速度和滑动距离为

$$\begin{cases} V - V' = \frac{1}{\mu} [I(t) - p_c (1 + \frac{\gamma}{2}) t] \\ S(t) = \frac{1}{\mu} \left[\int_0^t I(t) dt - \frac{1}{2} p_c (1 + \frac{\gamma}{2}) t^2 \right] \end{cases} \tag{30}$$

假设压力脉冲宽度为 T ，即当 $t > T$ ， $p(t) = 0$ 。如果当 $t = t_p < T$ 时， $S(t_p) = H$ ，则表明在

压力脉冲作用未停止时靶板已被穿透。下面分析脉宽较短,即 $S(T) < H$ 的情形。当 $t > T$, $I(t) = I(T) \equiv I$ (常数)。由(30)式知,当

$$t = t_1 = \frac{I}{p_0[1 + (y/2)]} \quad (31)$$

时, $v - v' = 0$, 相对滑动停止。这时的滑动距离即总的滑动距离为

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{\mu} \left[\int_0^{t_1} I(t) dt - \frac{1}{2} p_0 \left(1 + \frac{y}{2}\right) t_1^2 \right] \\ &= \frac{1}{\mu} \left\{ \left[\int_0^T I(t) dt + I(t_1 - T) \right] - \frac{1}{2} p_0 \left(1 + \frac{y}{2}\right) t_1^2 \right\} \end{aligned} \quad (32)$$

从(31)式可见,相对滑动时间只与压力脉冲的总冲量有关,而与脉冲形状(幅值、脉宽)无关。式(32)则表明,滑动距离不仅与压力脉冲的总冲量而且与脉冲的形状有关;在总冲量 I 保持不变的情况下,压力幅值越高,脉宽越短,引起的剪切滑动越大。

如果脉宽 T 远远小于靶板的结构响应时间,则可将压力脉冲看作冲击截荷,即意味着 $T \rightarrow 0$, 且 $I(t) \equiv I$ 。那么从(32)式得

$$S_1 = \frac{I^2}{\mu p_0 (2 + y)} \quad (33)$$

即

$$S_1 = \frac{\gamma}{2(2 + \gamma)\mu\tau_0} I^2 \quad (34)$$

其中: $\gamma = \gamma(\beta, \nu)$ 由(13)式确定。可见,如果焦斑尺寸 γ 一定,则 $S_1 \propto I^2$ 。如果 $S_1 < H$, 则靶板不穿孔;如果 $S_1 \geq H$, 则表示靶板在压力脉冲冲击下穿孔。因而 $S_1 = H$ 即

$$\frac{\gamma}{2 + \gamma} \left(\frac{I^2}{2\mu\tau_0 H} \right) = 1 \quad (35)$$

表示靶板穿孔的临界条件。图6在平面 $[I^2/(2\mu\tau_0 H)] \sim \gamma$ 上示出了引起靶板穿孔的参数区域。

当剪切滑动停止或者靶板局部穿孔以后,靶板还要继续变形,直到全部动能转化为靶板塑性变形能后动力响应过程结束。这一阶段的情况与上一节分析的平板受撞击的情形相同。

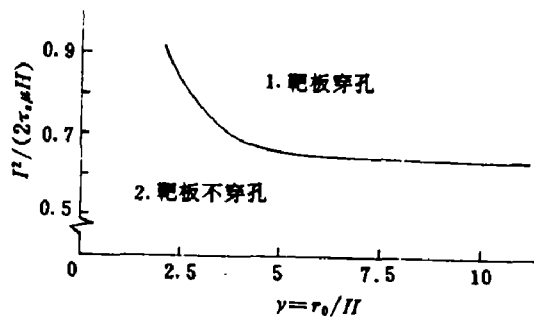


图6 靶板穿孔(破坏)的条件

Fig. 6 The condition of perforation.

1. Perforation, 2. No perforation

3 结果比较

1 子弹剩余速度

本文(24)式给出了子弹击穿靶板以后的剩余速度解析表达式。为了比较,选用与文献[7]的实验相同的参数:长 $L=2.5\text{cm}$,直径 $2r_0=0.5\text{cm}$ 的钢圆柱弹丸以速度 $U=0.07\text{cm}/\mu\text{s}$ 碰击厚度 $H=0.5\text{cm}$ 的铝靶板,由(24)式得出子弹剩余速度 $V_p=0.063\text{cm}/\mu\text{s}$ 。文献[7]的实验和文献[8]的数值模拟结果是 $V_p=0.062\text{cm}/\mu\text{s}$ 。分析结果与实验及数值模拟结果一致。

2 强激光照射靶板引起剪切断裂的条件

1) 剪切屈服。式(27)给出了激光光斑外缘处靶板截面发生剪切滑移的临界条件是激光反冲压力 $p=2Q_p/r_0=2\tau_s(H/r_0)$,临界压力幅值依赖于板材料屈服强度和靶板厚度,也依赖于光斑半径;光斑越大,临界压力幅值越小。如果 $r_0\sim 2H$,则 $p_c\sim\tau_s$,例如用光斑半径 $r_0=5.0\text{mm}$ 的激光照射厚度为 $H=2.5\text{mm}$ 的铝板,则 $p_c=\tau_s=0.346\text{GPa}$ 。

2) 靶板穿孔。上一节分析表明,引起靶板局部穿孔与否与激光反冲压力脉冲的总冲量、脉冲形状(幅值和脉宽)及光斑尺寸均有关。如果反冲压力脉冲的脉宽很短(可看作冲击载荷),在光斑尺寸一定时,靶板穿孔的临界条件决定于压力脉冲总冲量的平方,见(35)式。我们作一个比较。用光斑半径为 5mm 的激光照射厚度为 2mm 的铝板,则由(35)式得到引起靶板穿孔的冲量强度为 $2.55\text{GPa}\cdot\mu\text{s}$ 。如果压力脉宽为 μs 量级,则压力幅值为 2.5GPa 量级。文献[9]用二维弹塑性程序数值模拟结果表明引起 0.21 的最大工程剪切应变的压力幅值为 1GPa (脉宽为 $1\mu\text{s}$)。本文刚塑性理论分析与弹塑性数值计算结果^[9]相容。

4 讨论

1 本文基于理想刚塑性材料模型假定,分析了平板受刚性体撞击或受局部压力脉冲冲击的动力响应。得到了撞击物侵彻深度、靶板穿孔条件、靶板塑性变形范围等特征变形破坏参数的解析表达式;讨论了撞击物速度、压力脉冲冲量和形状等初始参量对靶板响应和破坏模式的影响,并把理论分析结果与相关实验和弹塑性数值计算结果作了比较。

2 本文假设靶板无限大,即靶板边界支撑条件不产生影响。事实上,只要靶板充分大,无论远处边界条件是简支、固支,还是其它支撑情形,这里的分析都适用。当分析导弹或卫星等大尺度空中目标结构在局部受到激光武器攻击的局部响应和破坏时,也可把它们近似地看作板结构。

3 本文理论分析采用了一些简化假设。首先是靶板材料刚塑性模型的假定,忽略了材料强度、率敏感性及弹性效应等;其次,未考虑屈服条件中剪力和弯矩的相互作用,也未考虑板截面出现剪切滑移后极限塑性剪力 Q_c 可能发生的变化,而且采用的是初等剪切失效判定准则:点滑移距等于板厚 H 才发生穿孔。然而,尽管在模型上作了上述简化假设,上节的比较表明本文分析结果与相关实验及弹塑性数值计算结果吻合,证实了本文简明的刚塑性分析的合理性和实用性。

北京大学余同希教授给予了热情支持和指导, 谨致谢意。

参 考 文 献

- 1 Jones N. A Literature Review of the Dynamic Plastic Response of Structures. *Shock Vib Dig*, 1975, 7(8), 89~105
- 2 Calder C A, Kelly J M, Goldsmith W. Projective Impact on an Infinitive Viscoplastic Plate, *Int J Solids Struct*, 1971, 7, 1143
- 3 Kelly J M, Wierzbicki T. Motion of a Circular Viscoplastic Plate Subject to Projectile Impact. *Z Angew Math Mech*, 1967, 18, 235
- 4 Pytal A, Davids N. A Viscous Model of Plug Formation in Plates. *J Franklin Inst*, 1958, 276, 349
- 5 Symonds P S. Plastic Shear Deformation in Dynamic Load Problems, *Engineering Plasticity* (J Heyman and F A Leckie ed.), Cambridge University Press, 1968, 647~664
- 6 Quanlin J. Dynamic Response of an Infinitely Large Rigid-Plastic Plate Impacted by a Rigid Cylinder with Transverse Shear and Rotatory Inertia. *Int J Impact Engng*. 1988, 7(4), 391~400
- 7 李录荫, 何顺景. 杆式平头弹垂直撞击靶板的 X 光测试. 北京工业学院, (内部资料), 1985, 12
- 8 王明悦, 汤敏君, 刘云英. 弹丸碰靶的数值分析. *计算物理*, 1987, 4(3), 348~358
- 9 王明悦, 刘成海, 谢国强. 强激光照射铝靶板引起剪切断裂的数值研究. 激光的热和力学效应学术会议文集(二), 北京, 1990.
- 10 关吉利, 陶应学. 强激光引起的金属汽化问题的数值解. 激光的热和力学效应学术会议文集, 绵阳. 1992.

DYNAMIC RESPONSE AND FAILURE MODES OF AN INFINITELY LARGE RIGID-PLASTIC PLATE IMPACTED BY A RIGID CYLINDER OR A LOCAL IMPULSE

Chen Faliang Fan Furu

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

ABSTRACT The dynamic response and failure modes with the interaction of bending deformation and shear sliding of an infinitely large rigid-plastic plate impacted by a rigid cylinder or a local impulse is theoretically analyzed herein. The analytical expressions are obtained for the embedding depth of the striker, the condition of perforation and the dimension of plastic deformation region of the target plate, and the influence of the initial velocity of the striker or the impulse and time shape of the local loading pulse on the response and failure modes are discussed. Comparisons show the present rigid-plastic solution is in good agreement with the related experimental and elastoplastic numerical results.

KEY WORDS rigid-plastic plate, dynamic response, shear sliding, perforation