

文章编号: 1001-1455(2002)02-0097-07

弹塑性波计算中的光滑粒子法

王肖钧, 张刚明, 刘文韬, 周 钟

(中国科学技术大学力学与机械工程系, 安徽 合肥 230026)

摘要: 采用改进的光滑粒子法, 对脉冲应力载荷下板中弹塑性一维应变波的传播进行了数值计算, 比较了人工粘性法和通量修正法处理冲击波间断面的效果。结果表明, 改进的光滑粒子法在应力波数值计算中有良好的精度。

关键词: 光滑粒子法; 冲击载荷; 应力波; 核函数*

中图分类号: O413.1 文献标识码: A

1 引言

光滑粒子法, 又称 SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法, 最先是由 L. B. Lucy^[1]、R. A. Gingold 等^[2]提出的一种用于天体物理计算的纯 Lagrange 流体动力学算法。这是一种典型的无网格 Lagrange 数值方法, 既保留了 Lagrange 计算的优势, 又具备 Euler 方法的长处, 因此适宜于计算大变形问题。1990 年, L. D. Libersky 等^[3]率先将材料强度效应引入 SPH 方法, 成功地开展了高速碰撞数值模拟计算。之后, G. R. Johnson 等^[4]又将 SPH 方法和有限元方法结合起来, 开展侵彻贯穿方面的数值计算, 取得了一些有意义的结果。但是早先建立的 SPH 方法在处理高速碰撞问题时存在严重的缺陷, 这主要表现在界面计算, 尤其是自由面计算的精度难以保证, 同时当采用 B 样条函数作为核函数时, 不可避免地会出现拉应力不稳定现象。为此, G. R. Johnson 等^[5]通过常应变率条件把核函数重新归一化, 在一定程度上缓解了计算中的问题。C. T. Dyka 等^[6]则通过引入附加应力点思想, 有效地控制了拉应力不稳定现象的发展。随后, 1999 年, J. K. Chen 等^[7]把 Taylor 展开思想用于核误差分析上, 提出了一种改进的光滑粒子算法 (CSPM), 有效地解决了计算精度、相容性、拉应力不稳定性等一系列实际问题, 从而完善并发展了 SPH 算法, 使之成为近年来高速碰撞数值计算中一种有吸引力和有前途的新算法。

虽然 SPH 方法在高速碰撞中的成功运用已被不少算例所证实。但是它在计算结构冲击响应, 尤其是脉冲载荷下结构中应力波传播方面的算例却并不多。为此我们采用 J. K. Chen 等^[7]提出的改进的光滑粒子法 (CSPM), 开展了脉冲应力载荷下板中一维弹塑性应变波传播的数值计算。通过与解析解或有限元解相比较的方法, 了解 SPH 方法数值模拟应力波的能力和精度。为了有效地消除冲击波强间断面引起的数值振荡, 我们除了采用传统的人工粘性外, 还采用了通量修正输运法 (即 FCT 法)。结果发现, 无论是计算精度还是振荡控制能力方面, 通量修正法都要优于人工粘性法。

2 光滑粒子法的离散思想

函数 $f(x)$ 在空间某一点 x 上的核估计可以通过函数 $f(x)$ 在域 Ω 中的积分获得

$$\langle f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(x') W(x-x', h) dx' \quad (1)$$

式中: $W(x-x', h)$ 称为核函数, 它有两个自变量, $|x-x'|$ 和光滑长度 h 。核函数应该满足如下三个基

* 收稿日期: 2001-03-19; 修回日期: 2001-07-06

基金项目: 国家自然科学基金项目 (19972066); 国防科技重点实验室基金项目 (00JS33.5.1.ZK0102)

作者简介: 王肖钧 (1941—), 男, 教授, 博导。

本条件:

- (1) 归一化条件, 即在域 Ω 内核函数的积分值应为 1, $\int_{\Omega} W(x-x', h) dx' = 1$;
- (2) 当 h 趋于零时, W 将成为 Dirac delta 函数, $\lim_{h \rightarrow 0} W(x, h) = \delta(x)$;
- (3) W 具有局域性, 即只在其影响域内有非负值, 在影响域之外为零。

常用的核函数为 B 样条函数

$$W = \frac{\lambda}{h^\alpha} \begin{cases} 1 - 1.5(r/h)^2 + 0.75(r/h)^3 & 0 \leq r/h \leq 1 \\ (2 - r/h)^3/4 & 1 \leq r/h \leq 2 \\ 0 & r/h > 2 \end{cases} \quad (2)$$

式中: r 是两粒子之间的距离; α 代表空间维数; λ 是归一化常数, 对应于一维、二维、三维情况时, 其值分别为 $2/3$ 、 $10/(7\pi)$ 、 $1/\pi$ 。

设函数 $f(x)$ 在粒子 j 上的值为 f_j , 则积分公式(1)可以写成粒子的求和形式

$$f_i = \sum_{j=1}^N m_j f_j W_{ij} / \rho_j \quad (3)$$

式中: $W_{ij} = W(x_i - x_j, h)$; 粒子质量 $m_j = m(x_j)$; 粒子密度 $\rho_j = \rho(x_j)$; N 是粒子数。

同样, 函数 $f(x)$ 在粒子 i 上的一阶导数的核估计为

$$\frac{df_i}{dx^\alpha} = \sum_{j=1}^N m_j f_j W_{ij, \alpha} / \rho_j \quad (4)$$

式中: $W_{ij, \alpha} = dW_{ij}/dx_j^\alpha$ 。

连续介质力学粒子的质量守恒和动量守恒方程为

$$\begin{cases} d\rho_i/dt = -\rho_i v_i^{\beta, \beta} \\ \rho_i dv_i^\alpha/dt = \sigma_i^{\beta, \alpha, \beta} \end{cases} \quad (5)$$

对于一维运动, 利用式(3)和(4), 可将上述守恒方程离散为下面的粒子求和形式^[8]

$$d\rho_i/dt = \rho_i \sum_{j=1}^N m_j (v_j - v_i) W_{ij, x} / \rho_j \quad (6)$$

$$dv_i/dt = -\frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^N m_j (\sigma_j^x - \sigma_i^x) W_{ij, x} / \rho_j \quad (7)$$

式中: $d\rho_i/dt$, dv_i/dt 表示粒子 i 相应物理量的随体导数。

实际计算时, 由于核函数的局域性, 式(6)、(7)中的 N 并不是计算域里的粒子总数, 不过只要计算点周围的相邻点分布比较均匀, 式(6)、(7)可以给出精度良好的结果。但对于边界点, 尤其是自由面点, 相邻点的分布有着明显的非对称性, 这时计算精度就无法保障。此外, J. W. Swegle 等^[9] 还通过 Fourier 分析证明了公式(7)将出现拉应力不稳定现象。因此离散方程(6)、(7)并不是光滑粒子法的理想形式。

3 改进的光滑粒子法

J. K. Chen 等^[7] 从 Taylor 展开式出发, 建立了 SPH 方法的新算式, 称之为改进的光滑粒子法 (CSPM), 有效地解决了上述方法中的弊端。为了说明这一点, 我们以一维计算为例。

函数 $f(x)$ 在 x_i 点的 Taylor 展开式为

$$f(x) = f_i + \frac{df}{dx}(x - x_i) + \frac{d^2f}{2dx^2}(x - x_i)^2 + \dots \quad (8)$$

上式两侧同乘以核函数 $W_i = W(x - x_i, h)$, 省略高阶项, 并在解域 Ω 中积分, 则有

$$\int_{\Omega} f(x) W_i dx = f_i \int_{\Omega} W_i dx + \frac{df}{dx} \int_{\Omega} (x - x_i) W_i dx + \frac{d^2f}{2dx^2} \int_{\Omega} (x - x_i)^2 W_i dx \quad (9)$$

忽略式(9)中的导数项, 就得到了函数 $f(x)$ 的修正核估计

$$f_i = \int_{\Omega} f(x) W_i dx / \int_{\Omega} W_i dx \quad (10)$$

显然, 式(10)是核估计的正确算式。只有当核函数满足归一化条件 $\int_{\Omega} W_i dx = 1$ 时, 式(3)才与上式一致。对于远离边界的内点 i , 核函数不但满足归一化条件, 同时还有 $\int_{\Omega} (x - x_i) W_i dx = 0$, 因此式(3)和式(10)一致, 都是截断误差为 $(x - x_i)^2$ 的核估计。可是对于边界点 i , 归一化条件 $\int_{\Omega} W_i dx = 1$ 不再满足, 采用式(3)计算偏差就很大了。此外, 对于边界点 $\int_{\Omega} (x - x_i) W_i dx = 0$ 不再成立, 因此式(10)的计算精度只能是一阶的。

倘若用核函数 W_i 的导数, $W_{i,x} = dW(x - x_i, h)/dx$ 代替式(9)中的 W_i , 并忽略二阶以上导数, 则可得函数 $f(x)$ 一阶导数的修正核估计

$$\frac{df_i}{dx} = \frac{\int_{\Omega} [f(x) - f_i] W_{i,x} dx}{\int_{\Omega} (x - x_i) W_{i,x} dx} \quad (11)$$

同样, 对于远离边界的内点, 由于核函数的导数 $W_{i,x}$ 是奇函数, 积分 $\int_{\Omega} (x - x_i)^2 W_{i,x} dx = 0$, 故式(11)具有二阶精度, 但在边界上, $\int_{\Omega} (x - x_i)^2 W_{i,x} dx \neq 0$, 式(11)便只有一阶精度。

将式(11)写成求和形式, 代入守恒方程式(5), 便得到改进的光滑粒子法的离散方程

$$\frac{d\rho_i}{dt} = -\rho_i \frac{\sum_{j=1}^N m_j (v_j - v_i) W_{ij,x} / \rho_j}{\sum_{j=1}^N m_j (x_j - x_i) W_{ij,x} / \rho_j} \quad (12)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\rho_i} \frac{\sum_{j=1}^N m_j (\sigma_j - \sigma_i) W_{ij,x} / \rho_j}{\sum_{j=1}^N m_j (x_j - x_i) W_{ij,x} / \rho_j} \quad (13)$$

为了消除冲击波计算中的数值振荡, J. J. Monaghan 等^[10] 提出如下形式的人工粘性力

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha \bar{\mu}_{ij} + \beta \mu_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}} & (v_j - v_i)(x_j - x_i) < 0 \\ 0 & (v_j - v_i)(x_j - x_i) \geq 0 \end{cases} \quad (14)$$

式中: $\mu_{ij} = h(v_j - v_i)(x_j - x_i) / (\|x_j - x_i\|^2 + \epsilon h^2)$; $\bar{c}_{ij} = (c_i + c_j)/2$; $\bar{\rho}_{ij} = (\rho_i + \rho_j)/2$; α, β 和 ϵ 是常数; c_i 代表粒子 i 的声速。

引入了人工粘性后的动量方程式(13)成为

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\rho_i} \frac{\sum_{j=1}^N m_j (\sigma_j - \sigma_i) W_{ij,x} / \rho_j}{\sum_{j=1}^N m_j (x_j - x_i) W_{ij,x} / \rho_j} + \sum_{j=1}^N m_j \Pi_{ij} W_{ij,x} \quad (15)$$

虽然人工粘性法能有效地抑制冲击波引起的数值振荡, 但是它并不能完全消除这种振荡。冲击波阵面上过强的粘性力的引入, 常常人为地将冲击波阵面抹平, 降低了计算精度和波阵面的分辨率。相比之下, 通量修正法(FCT)则没有这方面的问题, 在处理冲击波问题时, 效果更好^[11]。为此我们将它用于光滑粒子算法, 其具体计算过程包括:

- (1) 以式(12)、(13)求出的 $n+1$ 时刻的物理量作为待修正值 \tilde{U}_i^{n+1} (这里 $U_i^{n+1} = \{\rho_i^{n+1}, v_i^{n+1}\}$);
- (2) 求 n 时刻的扩散通量, $F_i^n = \eta_1 (U_{i+1}^n - U_i^n)$, 其中 η_1 为扩散系数;

(3) 扩散计算, $\bar{U}_i^{n+1} = \tilde{U}_i^{n+1} + F_i^n - F_{i-1}^n$;

(4) 反扩散通量 $F_i^{n+1} = \eta_2(\tilde{U}_{i+1}^{n+1} - \tilde{U}_i^{n+1})$, 其中 η_2 为反扩散系数;

(5) 限制反扩散通量条件, $F_i^c = S \cdot \max\{0, \min[S \cdot \Delta_{i-2}, S \cdot \Delta_{i-1}, S \cdot \Delta_i, |F_i^{n+1}|, S \cdot \Delta_{i+1}, S \cdot \Delta_{i+2}]\}$ 。其中 $\Delta_i = \bar{U}_{i+1}^{n+1} - \bar{U}_i^{n+1}$, 其它 Δ_{i-1} 等可以同样求得, S 表示反扩散通量 F_i^{n+1} 的符号;

(6) 反扩散计算, 得到 $n+1$ 时刻的物理量 $U_i^{n+1} = \bar{U}_i^{n+1} - F_i^c + F_{i+1}^c$ 。

通量修正法的本质是对色散输运格式施加一个扩散项, 使之能平滑通过激波区或流场陡变区且无数值振荡。反扩散计算则使得扩散误差得到补偿, 然而在激波区或流场陡变区它却引起了振荡, 这是因为反扩散之后出现新的极值。采用限制反扩散通量条件后, 消除了新极值, 获得了稳定解。

4 光滑粒子法的逻辑计算过程

光滑粒子法的逻辑计算过程要比有限差分法或有限元法简洁。主要的计算过程可归纳为:

(1) 将连续介质离散成一系列具有质量的粒子。在一维计算中, $m_i = \rho_0 dx_i$ 。

(2) 已知 n 时刻的场变量 $\rho_i^n, x_i^n, \sigma_i^n, v_i^n$, 由式(12), (13)可分别求出 $(d\rho_i/dt)^n$ 和 $(dv_i/dt)^n$, 于是有 $\rho_i^{n+1} = \rho_i^n + (d\rho_i/dt)^n \Delta t^{n+1}$, $v_i^{n+1/2} = v_i^{n-1/2} + (dv_i/dt)^n \Delta t^{n+1/2}$

(3) 计算 $n+1$ 时刻各物理量

粒子 i 的空间坐标

$$x_i^{n+1} = x_i^n + v_i^{n+1/2} \Delta t^{n+1/2}$$

应变率

$$\dot{\epsilon}_i^{n+1/2} = \left[\frac{\sum_{j=1}^N m_j (v_j - v_i) W_{ij,x} / \rho_j}{\sum_{j=1}^N m_j (x_j - x_i) W_{ij,x} / \rho_j} \right]^{n+1/2}$$

静水压力

$$p_i^{n+1} = f(\rho_i^{n+1})$$

应力偏量

$$(s_i^x)^{n+1} = (s_i^x)^n + 2G (\dot{\epsilon}_i^x)^{n+1/2} \Delta t^{n+1}$$

$$(s_i^y)^{n+1} = (s_i^y)^n + 2G (\dot{\epsilon}_i^y)^{n+1/2} \Delta t^{n+1}$$

计算中采用 Von Mises 屈服准则, 在一维应变条件下它成为

$$J_2 = \frac{1}{2} [(s_i^x)^2 + 2(s_i^y)^2] = \frac{1}{3} Y^2$$

式中: Y 是屈服应力。

当 $J_2 \geq Y^2/3$, 则按下式改算应力偏量

$$s_i^a = f s_i^a, \quad f = Y / \sqrt{3J_2}$$

于是

$$(\sigma_i^x)^{n+1} = -p_i^{n+1} + (s_i^x)^{n+1}$$

实际计算时, 式(12)、(13)中的粒子求和数 N 只包括光滑长度 $2h$ 范围内的粒子。为了真实反映应力波传播过程中应力应变的局域化现象, 光滑长度 h 应视粒子分布的具体情形而定, 使得核函数包含一定数量粒子的影响。这一点不难通过质量守恒条件获得。

设粒子 i 的光滑长度为 h_i , 则有 $m_i = \rho_i h_i$ 。于是

$$dh_i/dt = -h_i d\rho_i/\rho_i dt$$

5 板中一维弹塑性应变波计算实例

5.1 算例 1

设平板厚 $H=80\text{mm}$, 它由 50mm 厚的铝板和 30mm 厚的钢板组合而成。在铝板的一侧均匀施加一矩形应力脉冲载荷, 载荷持续时间为 $5\mu\text{s}$, 强度为 0.5GPa 。板材的主要物理参数如表 1 所示。其中: Y_0 表示简单拉伸条件下的屈服应力; Y_1 为侧限弹性极限。为了便于与解析解比较, 静水压力 p 与体积变

形 ϵ_V 之间取为线性关系, $d_p = -K d\epsilon_V$ 。

初始时刻沿板厚方向将平板等间距散成 $N = 800$ 个带质量的粒子, 于是每个粒子的质量恒为 $m = \rho_0 H / N$ 。初始时刻光滑长度 h 取成相邻两粒子的间距, 即 $h = 0.1\text{mm}$ 。表 2 列出了计算中用到的其它有关参数。

表 1 材料性质参数

Table 1 Material parameter

材料	$\rho_0 / (\text{kg}/\text{m}^3)$	K / GPa	G / GPa	Y_0 / GPa	Y_1 / GPa
钢	7800	222.5	85.3	1.0	2.0
铝	2710	66.67	25.0	0.5	1.0

表 2 计算参数

Table 2 Computational constants

α	β	ϵ	η_1	η_2
1.0	1.0	0.1	0.125	0.125

图 1 表示板中三个典型时刻应力波的计算结果。图中粗实线表示解析解, 细实线和“ \circ ”分别表示采用人工粘性和通量修正法的计算结果。由于在铝板和钢板的界面上, 透反射波的应力幅值均小于两板的侧限弹性极限, 因此板中始终只有弹性波的传播。图 1(a)表示波速 $c_{e1} = 6.08\text{km/s}$ 的弹性波在铝板中的传播。图 1(b)则表示当铝板中的入射波到达两板界面发生透反射现象后应力波的传播图像。由于钢板的波阻抗大于铝板的波阻抗, 因此透射波和反射波的强度均高于入射波。比较解析解和数值解, 不难看到, 除了冲击波阵面附近有些误差外, 从整体上说, 改进的光滑粒子法可以很好地刻划应力波的传播过程。计算表明, 当应力波在自由面反射后(图 1(c))没有出现原 SPH 方法中的拉应力不稳定现象, 这说明改进后的光滑粒子法是成功和有效的。和通量修正法相比, 人工粘性法将冲击波阵面拉得过宽, 同时在波阵面附近还会产生一些明显的色散振荡。显然通量修正法在模拟冲击波间断面方面有更好的精度。

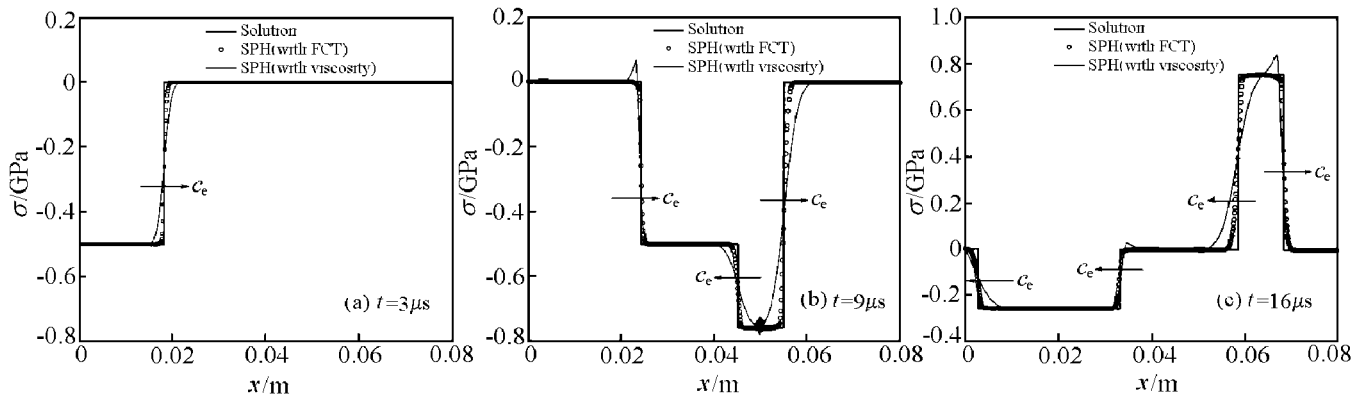


图 1 双层(铝-钢)板中弹性应力波的传播

Fig. 1 Propagation of elastic stress waves in two layers (aluminium-steel) plate

5.2 算例 2

倘若厚 $H = 80\text{mm}$ 的平板只是钢板, 作用在钢板上的脉冲载荷强度提高到 5.0GPa 时, 脉冲载荷作用时间仍为 $5\mu\text{s}$, 则板中将出现弹塑性波的传播。图 2 是当钢板被作为理想弹塑性体时板中一维弹塑性应变波的计算结果。由于板材被作为理想塑性体, 因此存在解析解(图中以粗实线表示)。由表 1 的材料参数不难求得弹性波波速 $c_e = 6.61\text{km/s}$ 和塑性波波速 $c_p = 5.40\text{km/s}$ 。与图 1 相比, 这里除了出现追赶卸载之外, 还有反向塑性加载波的存在。但是数值计算结果的主要特征与图 1 没有根本区别。

5.3 算例 3

图 3 表示当钢板作为线性硬化材料时, 指数脉冲载荷作用下板中弹塑性波的传播图像。计算中采

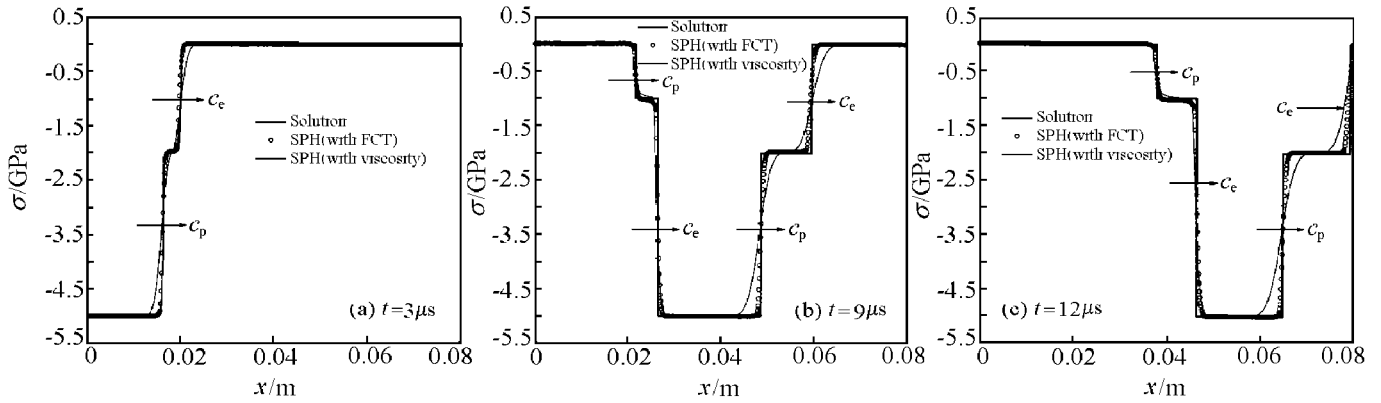


图 2 理想塑性体中一维应力波的传播

Fig.2 Elastic-plastic stress waves in ideal elastic/plastic plate

用的脉冲载荷形式为 $p = p_0 e^{-t/\alpha}$, $p_0 = 6 \text{ GPa}$, $\alpha = 7 \times 10^{-6} \text{ s}$ 。线性硬化模量 $E_p = E/10$, 杨氏模量 $E = 227.5 \text{ GPa}$, 于是简单拉伸条件下的屈服应力可以表示为塑性功 W_p 的函数

$$Y^2 = Y_0^2 + [2EE_p W_p / (E - E_p)]$$

在一维应变波的光滑粒子算法中, W_p 是根据粒子的塑性变形历史计算的。由于难以获得解析解, 图 3 中的粗实线表示有限元计算结果, 其余两条曲线与图 1, 2 相同, 分别表示采用人工粘性和通量修正法计算的光滑粒子法的结果。总的说来, 应力波传播过程中的追赶卸载现象, 以及压缩波到达自由面反射为拉伸波并与迎面压缩波的相互作用过程, 都可以在图 3 中得到较为真实的反映。图 3 再次显示, J. J. Monaghan 等^[10]给出的人工粘性力偏大, 它不适当地将冲击波阵面拉宽, 因此有较大失真。比较而言, 在刻画应力波传播的细节方面, 通量修正法要比人工粘性法好。

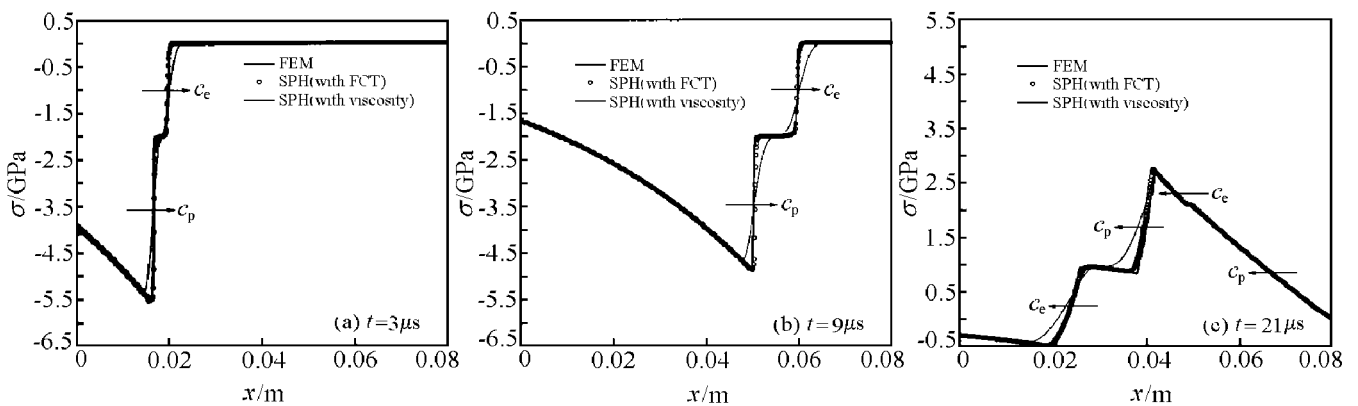


图 3 指数载荷下线性硬化体中一维应力波的传播

Fig.3 Propagation of stress waves induced by exponent loading in linear hardening plate

6 结 论

采用改进的光滑粒子法 (CSPM), 开展了板中一维应变波的数值模拟计算, 通过与解析解或有限元解的相互比较, 我们可以得出以下几点结论:

(1) 光滑粒子法不但适用于以界面滑移为主要特征的高速碰撞、侵彻贯穿等大变形问题的数值模拟计算, 同样适用于以波动响应为主的结构动力分析。采用光滑粒子法计算的弹塑性一维应变波与解析解和有限元解基本一致, 有良好的精度。

(2) 冲击波强间断面的计算是光滑粒子法的关键问题。过大的人工粘性力的引入会引起冲击波阵面的严重失真。与之相比, 通量修正输运法模拟冲击波间断面的能力要明显好于人工粘性法。

(3)建立在以粒子为离散对象的光滑粒子法, 离散思想比较简单, 一维计算与二维和三维计算间没有实质性差异。此外该方法逻辑计算相对说来较为简洁明了, 便于编制程序。因此是一种有前途的新算法。

参考文献:

- [1] Lucy L B. A Numerical Approach to the Testing of the Fission Hypothesis[J] . Astronomical J, 1977, 88: 1013—1024.
- [2] Gingold R A, Monaghan J J. Smoothed Particle Hydrodynamics: Theory and Application to Non-spherical Stars[J] . Monthly Notices R Astronomy Soc, 1977, 181: 375—389.
- [3] Libersky L D, Petschek A G. Smoothed Particle Hydrodynamics with Strength of Materials[J] . Advances in the Free Lagrange Method, Lecture Notes in Physics, 1990, 395: 248—257.
- [4] Johnson G R, Petersen E H, Stryk R A. Incorporation of an SPH Option in the EPIC Code for a Wide Range of High Velocity Impact Computations[J] . Int J Impact Engng , 1993, 14: 385—394.
- [5] Johnson G R, Beissel S R. Normalized Smoothed Functions for SPH Impact Computations[J] . Int J Numer Meth Eng, 1996, 39: 2725—2741.
- [6] Dyka C T, Ingel R P. An Approach for Tension Instability in Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) [J] . Comput Struct, 1995, 57: 573—580.
- [7] Chen J K, Beraun J E, Jih C J. An Improvement for Tensile Instability in Smoothed Particle Hydrodynamics[J] . Comput Mech, 1999, 23: 279—287.
- [8] Libersky L D, Petschek A G. High Strain Lagrangian Hydrodynamics: a Three-dimensional SPH Code for Dynamic Material Response[J] . J Comput Phys, 1993, 109: 67—75.
- [9] Swegle J W , Hicks D L, Attaway S W. Smoothed Particle Hydrodynamics Stability Analysis[J] . J Comput Phys, 1995, 116: 123—134.
- [10] Monaghan J J, Gingold R A. Shock Simulation by the Particle Method SPH[J] . J Comput Phys, 1983, 52: 374—389.
- [11] 王肖钧, 肖绍平, 胡秀章. 通量修正输运法在动态有限差分 and 有限元中的应用[J] . 爆炸与冲击, 1998, 18(3): 198—202.

Computations of Elastic-plastic Waves by Smoothed Particle Hydrodynamics

WANG Xiao-jun, ZHANG Gang-ming, LIU Wen-tao, ZHOU Zhong

(*University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China*)

Abstract: One dimensional elastic-plastic strain waves induced by impulsive stress loading are simulated numerically by corrected smoothed particle hydrodynamics. In order to study the effects to control the numerical noise occurred at the shock front, both the artificial viscosity and flux-corrected transport methods are used and compared in the numerical examples. The results show that good accuracy in the numerical simulations of stress waves can be obtained by corrected smoothed particle hydrodynamics.

Key words: SPH; impulsive loading; stress wave; kernel function