

非線型応答問題におけるいくつかの積分公式 の安定性

熊大 理学部 三好哲彦

1. 序 非線型振動のなかでもとくに弾-塑性振動を表わす微分方程式や、その数値解法にかんする数学理論はまだほとんど確立されておらず、多くの問題が残されている。この種の問題にせまる手がかりとして、ここでは、双1次型の復元力特性をもつ多質点系の弾-塑性振動を考え、この運動を表現する微分方程式の新しい定式化と、これを差分近似して解くことの数値的安定性について議論する。

2. 1質点系の弾-塑性振動 簡単化のため、初期変位 = 0, 初速度 > 0 と仮定

[定義] 弾性 \leftrightarrow 塑性の変化時の変位に初めから順に番号をつけ、それらを $u^{(j)}$ ($j=0, 1, 2, \dots$) とする。 $u^{(0)}$ は初期降伏変位である。この質点系が state (m) にあるとは、現時点までにおける弾性 \leftrightarrow 塑性の最後の変化が $u^{(m)}$ であるとをいう。

考えている質量系が state (m) にあるとし、振動の方程式を

$$(1) \quad \rho \ddot{u} + f(u) = 0$$

と表わすとして、復元力 $f(u)$ をつぎのように仮定する。 k および α をそれぞれバネ定数、塑性傾斜率とする ($0 < \alpha \leq 1$)。

$f(u)$ は u の連続関数であって

$$(1) \quad \text{state (m) が elastic であれば} \quad \dot{f}(u) = k\dot{u}$$

$$(2) \quad \text{state (m) が plastic であれば} \quad \dot{f}(u) = (1-\alpha)k\dot{u}$$

[注意]：方程式 (1) のような簡単な場合でも "elastic" および "plastic" をどう定義するかはそれほど自明ではない。とくに (1) の右辺にゼロでない出板が与えられてるときがそうである。この問題はしかし多質量系の場合も含めて解決できる。詳しくは [2] をみられたい。

3. 1 質量系にたいするエネルギー則。復元力 $f(u)$ は状態によって表現式が異なるので統一的处理には不便であるが、次のような単一式では表現できる。

定理 1. state (m) にあける振動の方程式 (1) は次のような単一式で表わされる。

$$(2) \quad \rho \ddot{u} + k u - \alpha k \sum_{j=0}^m (-1)^j (u - u^{(j)}) = 0$$

この表現式を使うとエネルギー(非)保存則が簡単に表わされる。

定理 2. E_0 を初期エネルギーとし、

$$(3) \quad E_m(t) = \frac{\rho}{2}(\dot{u})^2 + \frac{k}{2}u^2 - \frac{\alpha k}{2} \sum_{j=0}^m (-1)^j (u - u^{(j)})^2$$

とおけば state (m) において $E_m(t) = E_0$ が成立する。

系 3. (1) 式で表わされる弾-塑性振動は弾性振動へ収束する。

4. 多質点系の弾-塑性振動 1質点系に於ける上述の議論, 結論は多質点系に於いてもほとんど同じ形で可能である。考えている系の i 番目の層が state (m_i) にあることを1質点系のとまと同様に定義する。そしてこの質点系が state (m) ($m = (m_1, m_2, \dots, m_N)$) にあるとは, i 番目の層が state (m_i) にあることをいうものとする。

$$U_i = u_i - u_{i-1} \quad (i=1 \sim N), \quad u_0 \equiv 0$$

ρ_i : i 層の質量, k_i : i 層の弾性剛性

α_i : i 層の塑性傾斜率。

とし, この系の運動方程式をつぎのように表わす。

$$(A) \quad \rho_i \ddot{u}_i + f_i(u_i) - f_{i+1}(u_{i+1}) = 0$$

$$(i = 1 \sim N)$$

==> $f_i(u_i)$ は u_i の連続関数である

$$(1) \text{ state}(m_i) \text{ が elastic であれば } \dot{f}_i(u_i) = k_i \dot{u}_i$$

$$(2) \text{ state}(m_i) \text{ が plastic であれば } \dot{f}_i(u_i) = (1 - \alpha_i) k_i \dot{u}_i$$

である。ただし、 $k_{N+1} = 0$ とする。

定理 3. $\text{state}(m)$ において (A) は次のように表現される。

$$\rho_i \ddot{u}_i + \left[k_i u_i - \alpha_i k_i \sum_{j=0}^{m_i} (-1)^j (u_i - u_i^{(j)}) \right]$$

$$- \left[k_{i+1} u_{i+1} - \alpha_{i+1} k_{i+1} \sum_{j=0}^{m_{i+1}} (-1)^j (u_{i+1} - u_{i+1}^{(j)}) \right]$$

==> $u_i^{(j)}$ は i 層が $\text{state}(j)$ に入るときの u_i の値である。

定理 4. E_0 を初期エネルギーとすると、

$$E_m(t) = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\rho_i}{2} (\dot{u}_i)^2 + \frac{k_i}{2} u_i^2 - \frac{\alpha_i k_i}{2} \sum_{j=0}^{m_i} (-1)^j (u_i - u_i^{(j)})^2 \right]$$

とあければ $\text{state}(m)$ において $E_m(t) = E_0$ が成立する。

系 5 (4) 式で表わされる弾-塑性振動は弾性振動に収束す

る。

[注意]: 各層の弾-塑性の定義には次の事実が本質的な役割を演じよう。

定理 6. $t=t_0$ のとき, $i=i_1, i_2, \dots, i_r$ について, i 層の復元力特性を表わす平面上において, 点 $(U_i, f_i(U_i))$ が直線

$$f_i(U_i) = k_i U_i - \alpha_i k_i (U_i + U_i^{(0)})$$

の上にある, しかも α と $\dot{U}_i = \ddot{U}_i = 0$ だとする。

$t=t_0+0$ における U_i のゼロであり最低次の導関数の値は $t > t_0$ において $f_i(U_i)$ を弾性ともくか塑性ともくかには関係せずには確定する。

5. 近似解の数値的安定性 (一質点系の場合) 加速度を

2階中心差分で近似する。

$$(5) \quad \rho D_t D_t u_n + f(u_n) = 0$$

弾-塑性の判定は次の基準で行う。

(1) 初期降伏は $u_{n-1} \leq u^{(b)} < u_n$ がみえたときとし, n -step より塑性とする。その他の場合も同じ。

(2) 塑性 \rightarrow 弾性. $D_t u_{n-1} \geq 0$ ($=0$) だが $D_t u_n < 0$ (>0) のときとし, $(n+1)$ -step より塑性とする。他の場合も同じ。

用語 $state(m)$ は前と同じ意味で使うが $u^{(m)}$ は、次のようにしてやる。 $u^{(0)} = u^{(y)}$, $state(m-1)$ が塑性な $u^{(m)}$ は "速度" が変わる英の変位, $state(m-1)$ が弾性な u が増加して塑性へ入れば $u^{(m)} = u^{(m-1)} + \alpha u^{(y)}$, 減少して塑性へ入れば $u^{(m)} = u^{(m-1)} - \alpha u^{(y)}$. $f(u)$ の近似は次の規則により行う。

f_n は n -step での復元力を表わす。 $f_0 = 0$

$$(1) \quad n\text{-step が弾性} \quad f_n - f_{n-1} = k(u_n - u_{n-1})$$

$$(2) \quad \quad \quad \text{塑性} \quad f_n - f_{n-1} = (1-\alpha)k(u_n - u_{n-1})$$

ただし, 塑性域の n / step での便宜上次の補正量を加える。

$state(m)$ - 塑性 α とする n / step での $n = p$ で始るとし,

$$(2)' \quad f_p - f_{p-1} = (1-\alpha)k(u_p - u_{p-1}) + \alpha k(u^{(m)} - u_{p-1})$$

定理 7. 差分方程式 (5) は $state(m)$ には n 次と同値。

$$(6) \quad \rho D_t D_t u_n + k u_n - \alpha k \sum_{j=0}^m (-1)^j (u_n - u^{(j)}) = 0.$$

次にエネルギー不等式を導くため, 次の量を導入する。

$$E_m(n) = \rho (D_t u_n)^2 + k u_n u_{n+1} - \alpha k \sum_{j=0}^m (-1)^j (u_n - u^{(j)}) (u_{n+1} - u^{(j)})$$

定理 8. E_0 を初期エネルギーとする (差分解の)。近似質実

系が $state(m)$ にはあるとすれば, 条件

$$(7) \quad \rho - \frac{k}{2} \Delta t^2 > 0$$

のちとて次の不等式が成立する。

$$(8) \quad E_m(n) \leq \left(1 + \frac{\alpha k \Delta t^2}{\rho - \frac{\beta}{2} \Delta t^2}\right) E_0$$

6. 近似解の数値的安定性 (多質点系の場合) n-step

この近似を次の型で行う。

$$(9) \quad \rho_i D_t D_{\bar{t}} u_{i,n} + f_i(u_{i,n}) - f_{i+1}(u_{i+1,n}) = 0$$

(i = 1 \sim N)

弾-塑性の判定等すべて以前に導く。このとき

定理 8. 離散多質点系が state (m) にあれば (9) 式は次式と同

値である。

$$\rho_i D_t D_{\bar{t}} u_{i,n} + \left[k_i u_{i,n} - \alpha_i k_i \sum_{j=0}^{m_i} (-1)^j (u_{i,n} - u_i^{(j)}) \right]$$

$$- \left[k_{i+1} u_{i+1,n} - \alpha_{i+1} k_{i+1} \sum_{j=0}^{m_{i+1}} (-1)^j (u_{i+1,n} - u_{i+1}^{(j)}) \right] = 0$$

(i = 1 \sim N)

安定条件については次のことがいえる。

$$E_m(n) \equiv \sum_{i=1}^N \left[\rho_i (D_t u_{i,n})^2 + k_i u_{i,n} u_{i,n+1} \right. \\ \left. - \alpha_i k_i \sum_{j=0}^{m_i} (-1)^j (u_{i,n} - u_i^{(j)}) (u_{i,n+1} - u_i^{(j)}) \right]$$

$$\beta \equiv \min_i \left[\rho_i - (k_i + k_{i+1}) \Delta t^2 \right] > 0$$

$$\delta \equiv \max_i \left(\alpha_i k_i + \alpha_{i+1} k_{i+1} \right) \Delta t^2 / \left[\rho_i - (k_i + k_{i+1}) \Delta t^2 \right]$$

定理 9. $\beta > 0$ という条件のもとで, n step でのエネルギー $E(n)$ は初期エネルギー $E(0)$ により次のように評価される.

$$E(n) \leq (1 + \delta)^n E(0)$$

文 献

- [1] 内藤多伸 監修: 耐震・耐風構造 (建築構造学 7).
鹿島出版会.
- [2] Miyoshi, T: System of ordinary differential equations with hysteresis and its numerical approximation (準備中).