第 39 回岩盤力学に関するシンポジウム講演集
（社）土木学会　2010 年１月　講演番号 62

質点系落石軌跡解析法における接線方向減衰定数の決定法

西村 強

鳥取大学　大学院工学研究科（〒680-8552 鳥取市湖山町南 4-101）
E-mail: tnishi@cv.tottori-u.ac.jp

衝突時のエネルギー損失をバネ―ダシュポット系を用いて表現する際のダシュポットの減衰係数の決定法に関して報告する．衝突平面の法線方向に配置するダシュポットの減衰係数η_nを反発係数を用いて決定する手法が提案されているが，接線方向のそれη_sの決定に対しては有効な手法が存在していない．そこで，摩擦角と入射角の大小に注意しながら，両方向の減衰定数の値が反射時の接線方向速度に与える影響を調べた．誘導した条件式を導入して運動方程式の時間差分解法により質点の平面への衝突を解析したところ，
（１）接線方向の減衰係数は，反射角および接線方向反射速度を表現するために重要な因子であること，
（２）本誘導式は個別要素法などの数値解析法の係数決定に利用できること，
が判明した．

Key Words : *impact, equation of motion, viscus damping system, fraction of critical damping, distinct element method.*

1.　はじめに

バネ―ダシュポット系を接触モデルとして用いるときの接線方向の減衰定数の決定法について検討した．個別要素法(DEM)[1]は，1971 年に P.A. Cundall により提案され，今日まで，不連続性岩盤や粒状体の解析に，広く利用されている．この数値解析法では，物体（例えば，岩塊）が平面（地面）に接触しているとき，その接触点にバネ―ダシュポットを接触法線方向および接線方向に配して，ダシュポットにより衝突に伴うエネルギー損失を表現する．この方法を準静的な安定解析に適用するのであれば，解析対象に生じた振動を速やかに静止に導くことを第一条件にダシュポットの粘性係数の値に臨界粘性係数を用いることが有効となる．しかしながら，落石のような速度を伴う現象を解析する際には，粘性係数は衝突前後の速度を支配する重要な入力条件であり，前述の準静的解析の例とは異なって，慎重な検討が必要である．著者は，3 次元落石軌跡解析例を報告している[2]が，落石を質点とし，バネ―ダシュポット系を接触モデルとして落石軌跡解析を実施した際には入射角の大きさによって，入射方向に反射する事例が生じたことがこの報告の出発点となっている．

2.　粘性係数と反発係数の関係

一般に，衝突に際しては，熱，音あるいは塑性変形などにより力学的エネルギーは保存されない．このようなエネルギー損失を表す指標として，反発係数（以下，R_{en}と表記する）がある．詳細は後述するが接触中のダシュポットが表現するエネルギー損失と反発係数で表現する損失は等しくならねばならないことより，次のように法線方向の粘性係数η_nを決定することが出来る．

$$\eta_n = \frac{\left|\ln R_{en}\right| \cdot \eta_{0n}}{\sqrt{\pi^2 + (\ln R_{en})^2}} \tag{1}$$

ここで，注意したい点は，質点と剛体という差のみならず，以下のようなことである．剛体を用いる DEM では，要素の運動方程式を重心座標や重心速度について記述するのに対し，前述のバネ―ダシュポットは剛体表面あるいは外周上の接触点（２次元多角形では頂点）に配置することになる．剛体要素の重心周りの回転運動を許すとき，剛体円要素を除き，接触点における平面法線方向速度は重心位置におけるその値とは異なっており，たとえ，上式により減衰係数を決定したとしても平面法線方向運動のエネルギー損失を表現するものとはなっていないことに注意が必要である．また，接線方向速度に対して，

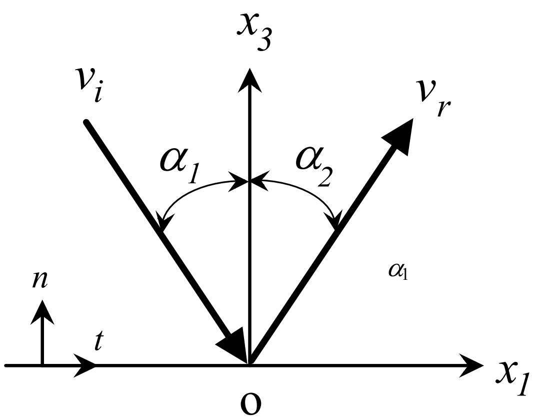


図-1　質点が平面に衝突したときの入射角と反射角

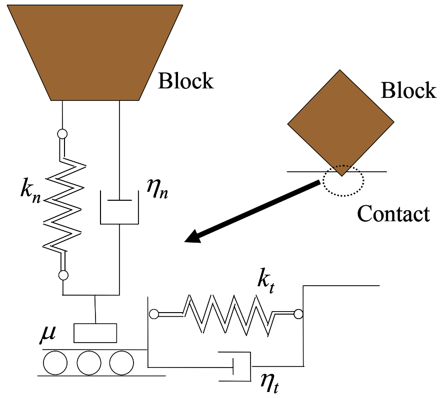


図-2　接触点に仮定したバネーダシュポットの並列配置

式(1)に類似する考え方を導入するには，摩擦および（剛体を取り扱う場合には）回転への考察が必要である．

接線方向の減衰係数の決定方法については，大町らが振動台実験の解析を行って，振動台試験を再現するための条件として減衰定数を求めているが，この提案では，実験条件に依存するなどの問題点がある[3]．これ以外に，接線方向の減衰定数（あるいは減衰係数）について検討した例は見当たらず，運動方程式の差分解の収束性を重要視して，法線方向に対する減衰定数と同一の値を用いる例が大多数と見られる．本文では，個別要素法に限らずとも，衝突時のエネルギー損失をバネーダシュポット系で表現するモデルにおいて，接線方向の減衰定数が衝突後の物体の運動に与える影響について，一自由度弾性系の運動方程式の解を基礎に考察した結果[4]について記述する．

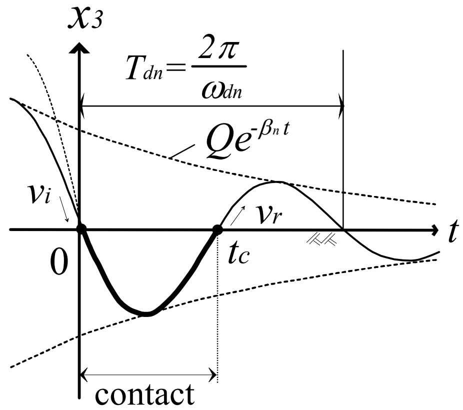


図-3　バネーダシュポット系を仮定するときの質点の接触中の軌跡

$$\mu = \frac{f_t}{f_n} = \frac{f_t t_c}{f_n t_c} = \frac{(v_{t,r} - v_{t,i})}{-(1+R_{en})v_i \cos\alpha_1} \tag{5}$$

従って

$$v_{t,r} = v_i\left(\sin\alpha_1 - \mu(1+R_{en})\cos\alpha_1\right) \tag{6}$$

このとき，接線方向の速度比 $R_{et}=v_{t,r}/v_{t,i}$ は，

$$R_{et} = \frac{v_i(\sin\alpha_1 - \mu(1+R_{en})\cos\alpha_1)}{v_i \sin\alpha_1}$$

$$= 1 - \mu(1+R_{en})\cot\alpha_1 \tag{7}$$

となり，R_{et} は，摩擦係数，入射角および反発係数に依存する量となる．ここで，$\tan\alpha_1 = \mu(1+R_{en})$ を満たす α_1 では，$R_{et}=0$ となり，$v_{t,r}=0$，すなわち，反射方向は平面法線方向に一致することがわかる．また，(7)式より $\tan\alpha_1 < \mu(1+R_{en})$ なる α_1 では，$v_{t,r}<0$ となり，質点は法線方向に対して入射方向側へ跳ね返ることを以上の式は示しているが，実現象では，入射方向に反射することは考えにくい．この場合は，摩擦角は完全に動員されず（つまり，式(5)は成立せず，$|f_t| \le \mu f_n$ となること），質点は接線方向の運動量を損失する，特に，完全に損失する場合は $v_{t,r}=0$ となると考えるべきである．

3.　摩擦抵抗を有する平面への質点の入射・反射

図-1 に示すように，粗い（摩擦抵抗を有する）平面に質点が速度 v_i を有して入射角 α_1 で衝突し，反射角 α_2 で反射する場合を考える．法線方向を n，接線方向 t を表記し，座標系として x_3 および x_1 を定義する．衝突前の速度成分を次のように記述する．

$$v_{n,i} = v_i \cos\alpha_1 \quad v_{t,i} = v_i \sin\alpha_1 \tag{2}$$

反発係数を R_{en} とおいて，衝突後の法線方向の速度成分 $v_{n,r}$ は，

$$v_{n,r} = -R_{en} v_{n,i} \tag{3}$$

運動量と力積の関係は，質量を m，衝突時の反力を f_n，f_t，および接触時間を t_c とすれば，

t 方向： $f_t t_c = m\left(v_{t,r} - v_{t,i}\right)$ (4a)

n 方向： $f_n t_c = m\left(v_{n,r} - v_{n,i}\right) = -m(1+R_{en})v_i \cos\alpha_1$ (4b)

今，衝突時に摩擦則が成立すると仮定すれば，静止摩擦係数を $\mu(=\tan\phi)$ とおいて次式で表現できる．

$\tan\alpha_1 > \mu(1+R_{en})$を満たす$\alpha_1$では，$v_{t,r}$=$R_{et}v_{t,i}$となる接線速度を有して反射することになる．

ここで，衝突中の運動を表現するモデルとして，**図–2**を考える．すなわち，接触法線方向および接線方向，それぞれにバネとダシュポットの並列配置を考え，接線方向のバネの力 e_tおよびダシュポットの力 d_tに次の条件(A)を課すモデルである．

$e_t > e_n \tan\phi$ なるとき，$e_t = e_n \tan\phi$ および d_t=0 (A)

図–2 は，DEM で採用される接触モデルであるが，このモデルを用いるとき，粗い平面への質点の衝突に関して以下のことが言える．

(i) $\tan\alpha_1 > \mu(1+R_{en})$ なる入射角のとき

摩擦角は完全に動員される場合には，$v_{t,r} = R_{et}v_{t,i}$ となっている．このとき，

$$\tan\alpha_2 = v_{t,r}/v_{n,r} = -(R_{et}v_{t,i})/(R_{en}v_{n,i}) = -(R_{et}/R_{en})\tan\alpha_1 \tag{B}$$

となる．また，摩擦角が動員されない（例えば，k_t<k_n などの条件により(A)の条件に至らない）場合は，接線方向のエネルギー損失は小さくなるので，(B)のα_2に比べ，反射角は大きくなる．

(ii) $\tan\alpha_1 < \mu(1+R_{en})$ なる入射角のとき

このとき，(A)の条件は発生しない．従って，衝突中の質点の運動は，バネの剛性係数とダシュポットの粘性係数に依存するが，法線方向の減衰固有周期 T_{dn} と接線方向の減衰固有周期 T_{dt} の大小により，質点が平面と非接触に復するとき，v_{tr}<0 となって，入射方向へ反射する解が求まることがある．**図–4** は，法線方向と接線方向の運動の軌跡の解析例である．これは，図中の条件を与えた条件のもと，速度 v_i=10m/s，α_1=30° として(x_1，x_3)=(0，0)に入射した例である．なお，摩擦角ϕ=90° とは，すべりは生じないとしたことを意味する．以上に述べた考察より，(ii)の場合について，入射方向に反射しない解を求めるためにはどのような条件が必要か次章に述べる．

4. バネ－ダシュポット系を接触モデルとして用いるときの減衰定数

(1) 法線方向の減衰定数の決定

まず，**図–3** のように平面と質点の衝突が発生して，衝突中の質点の運動が以下の方程式で表現できるとする．

$$m\ddot{x}_1 + \eta_t\dot{x}_1 + k_t x_1 = 0 \tag{8}$$

$$m\ddot{x}_3 + \eta_n\dot{x}_3 + k_n x_3 = 0 \tag{9}$$

(8)(9)式は減衰振動を示し，**図–3** は解の一例を描いたものである．質点が破線のような空中落下ののち，t=0 で平面と衝突したとする．その後，太線の軌跡をたどり，t=t_c で非接触に復するとして，x_3=0，$\dot{x}_3 = -v_{n,i}$ とすれば，

$$x_3 = -e^{-\beta_n t}\frac{v_{n,i}}{\omega_{dn}}\sin\omega_{dn}t \tag{10}$$

$$\dot{x}_3 = -\left(\cos\omega_{dn}t - \frac{\beta_n}{\omega_{dn}}\sin\omega_{dn}t\right)v_{n,i}e^{-\beta_n t} \tag{11}$$

そして，質点の斜面との接触時間は，

$$t_c = \frac{\pi}{\omega_{dn}} = \frac{T_{dn}}{2} \tag{12}$$

であり，減衰固有周期 T_{dn} の 1/2 となることがわかる．非接触に復する t=t_cのときの速度は，

$$v_{n,r} = v_{n,i}\exp\left(-\frac{\beta_n\pi}{\omega_{dn}}\right) \tag{13}$$

となる．反発係数の定義より，

表–1 R_{et}>0 を与える(ζ_n, ζ_t)の組み合わせの計算例

	0.01	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.55	0.60	0.65	0.70	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	0.99
0.01	99.99	19.98	9.97	6.63	4.96	3.97	3.33	2.88	2.56	2.33	2.18	2.09	2.06	2.11	2.28	2.68	3.83	12.46	-4.42	-1.17	-0.33
0.05	99.99	19.97	9.96	6.62	4.96	3.97	3.32	2.87	2.56	2.33	2.18	2.08	2.06	2.10	2.27	2.67	3.80	12.19	-4.46	-1.17	-0.33
0.10	99.98	19.96	9.95	6.61	4.95	3.96	3.31	2.86	2.54	2.32	2.16	2.07	2.04	2.09	2.25	2.64	3.73	11.40	-4.59	-1.18	-0.33
0.15	99.96	19.94	9.93	6.59	4.93	3.94	3.29	2.84	2.52	2.30	2.14	2.05	2.02	2.06	2.21	2.58	3.62	10.29	-4.84	-1.20	-0.34
0.20	99.93	19.91	9.90	6.56	4.90	3.91	3.26	2.82	2.50	2.27	2.11	2.02	1.98	2.02	2.16	2.51	3.46	9.04	-5.23	-1.23	-0.34
0.25	99.89	19.88	9.86	6.52	4.86	3.87	3.23	2.78	2.46	2.23	2.08	1.98	1.94	1.97	2.10	2.42	3.28	7.80	-5.85	-1.27	-0.35
0.30	99.84	19.83	9.81	6.48	4.81	3.83	3.18	2.73	2.42	2.19	2.03	1.93	1.89	1.91	2.03	2.32	3.08	6.66	-6.86	-1.33	-0.36
0.35	99.78	19.76	9.75	6.42	4.75	3.77	3.12	2.68	2.36	2.13	1.97	1.87	1.83	1.84	1.95	2.20	2.87	5.66	-8.66	-1.40	-0.37
0.40	99.70	19.69	9.67	6.34	4.68	3.69	3.05	2.61	2.29	2.07	1.91	1.80	1.76	1.76	1.85	2.08	2.64	4.80	-12.53	-1.50	-0.38
0.45	99.60	19.58	9.57	6.24	4.58	3.60	2.96	2.52	2.21	1.98	1.83	1.72	1.67	1.67	1.75	1.94	2.42	4.07	-26.26	-1.63	-0.40
0.50	99.47	19.45	9.44	6.11	4.46	3.48	2.85	2.41	2.11	1.89	1.73	1.63	1.58	1.57	1.63	1.80	2.19	3.45	96.29	-1.81	-0.42
0.55	99.28	19.27	9.26	5.94	4.29	3.33	2.70	2.27	1.98	1.76	1.62	1.52	1.47	1.46	1.51	1.65	1.97	2.92	14.98	-2.06	-0.44
0.60	99.00	18.98	8.99	5.68	4.05	3.10	2.49	2.08	1.80	1.60	1.47	1.38	1.33	1.33	1.37	1.49	1.75	2.46	7.53	-2.46	-0.48
0.65	98.46	18.46	8.49	5.21	3.62	2.71	2.15	1.78	1.54	1.37	1.26	1.20	1.17	1.17	1.21	1.31	1.53	2.06	4.73	-3.15	-0.52
0.70	96.91	16.95	7.08	3.96	2.55	1.82	1.42	1.19	1.06	0.98	0.94	0.93	0.94	0.96	1.02	1.12	1.30	1.70	3.25	-4.68	-0.57
0.75	127.00	51.90	84.32	-54.06	-12.11	-4.89	-2.27	-1.04	-0.37	0.02	0.27	0.44	0.56	0.66	0.76	0.88	1.05	1.36	2.32	-11.04	-0.65
0.80	101.73	21.73	11.79	8.59	7.15	6.55	6.63	7.81	13.83	-25.40	-3.83	-1.31	-0.40	0.06	0.34	0.55	0.75	1.02	1.64	15.90	-0.77
0.85	100.33	20.31	10.31	7.00	5.37	4.43	3.86	3.51	3.36	3.40	3.79	5.16	18.38	-4.32	-1.03	-0.15	0.28	0.62	1.09	3.66	-0.98
0.90	98.67	18.67	8.72	5.47	3.91	3.04	2.51	2.17	1.96	1.83	1.77	1.79	1.90	2.21	3.17	19.11	-1.70	-0.15	0.48	1.57	-1.47
0.95	99.26	19.26	9.29	6.02	4.44	3.55	3.01	2.68	2.50	2.46	2.59	3.15	6.40	-3.57	-0.24	0.49	1.00	2.12	-2.47	0.33	-6.41
0.99	99.71	19.72	9.78	6.56	5.07	4.33	4.11	4.79	-103.9	0.29	1.26	1.77	3.01	-1.53	0.82	2.37	-0.27	1.72	0.19	-0.46	0.14

(a)$0<\omega_{ds}/\omega_{dn}<1/2$ (b)$1/2<\omega_{ds}/\omega_{dn}<1$ (c)$1<\omega_{ds}/\omega_{dn}<3/2$ (d)$3/2<\omega_{ds}/\omega_{dn}<2$ $2<\omega_{ds}/\omega_{dn}$

$$R_{en} = -\frac{v_{n,r}}{v_{n,i}} = \exp\left(-\frac{\beta_n \pi}{\omega_{dn}}\right) \tag{14}$$

として表せる．このとき，$2\beta_n=\eta_n/m$, $\omega_n=K/m$, $\omega_{dn}=\sqrt{\omega_{0n}^2-\beta_n{}^2}$， $\eta_{0n}=2\sqrt{mk_n}$ である．さらに， $\eta_n/\eta_{0n}=\zeta_n$ （減衰定数）として式(14)を簡単にすると，

$$R_{en} = \exp\left(-\frac{\zeta_n \pi}{\sqrt{1-\zeta_n^2}}\right) \tag{15}$$

となる．また，式(1)への書き換えも可能である．

⑵ 接線方向の減衰定数の決定

接線方向に x_1 軸をとり，t=0 において $x_1=0$, $\dot{x}_1=v_{i,t}$ とすれば，法線方向と同様に，

$$x_1 = e^{-\beta_t t}\frac{v_{t,i}}{\omega_{dt}}\sin\omega_{dt}t \tag{16}$$

$$\dot{x}_1 = \left(\cos\omega_{dt}t - \frac{\beta_t}{\omega_{dt}}\sin\omega_{dt}t\right)v_{t,i}e^{-\beta_t t} \tag{17}$$

質点が非接触に復するときの接線方向速度は，

$$\begin{aligned} v_{t,r} &= \dot{x}_1\Big|_{t=\frac{\pi}{\omega_{dn}}} \\ &= \left(\cos\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi - \frac{\beta_t}{\omega_{dt}}\sin\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi\right)v_{t,i}\exp\left(-\frac{\beta_t\pi}{\omega_{dn}}\right) \end{aligned} \tag{18}$$

これより，

$$\begin{aligned} R_{et} &= \frac{v_{t,r}}{v_{t,i}} = \exp\left(-\frac{\beta_t\pi}{\omega_{dn}}\right)\left(\cos\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi - \frac{\beta_t}{\omega_{dt}}\sin\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi\right) \\ &= \left(R_{en}\right)^{\frac{\zeta_t}{\zeta_n}\sqrt{\frac{k_t}{k_n}}}\left(\cos\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi - \frac{\beta_t}{\omega_{dt}}\sin\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi\right) \end{aligned} \tag{19}$$

ここで，R_{et}<0 なら，平面法線方向に対して入射側へ反射することになる．そこで，$R_{et}\geq 0$ となるためには，$\exp(-\pi\beta_t/\omega_{dn})>0$ より，

$$\cos\left(\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi\right) - \frac{\beta_t}{\omega_{dt}}\sin\left(\frac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi\right) > 0 \tag{20}$$

ω_{dt}/ω_{dn} の値によって以下のようになる．

(a) $0 \leq \dfrac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}} < \dfrac{1}{2}$ のとき， $\dfrac{\beta_t}{\omega_{dt}} > \tan\left(\dfrac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi\right)$ (21a)

(b) $\dfrac{1}{2} \leq \dfrac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}} < 1$ のとき， $(R_{et} \leq 0)$ (21b)

(c) $1 \leq \dfrac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}} < \dfrac{3}{2}$ のとき， $\dfrac{\beta_t}{\omega_{dt}} < \tan\left(\dfrac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}}\pi\right)$ (21c)

(d) $\dfrac{3}{2} \leq \dfrac{\omega_{dt}}{\omega_{dn}} < 2$ のとき， $R_{et} > 0$ (21d)

ζ_n と ζ_t を用いて ω_{dt}/ω_{dn} を $\sqrt{k_t/k_n}\sqrt{(1-\zeta_t{}^2)/(1-\zeta_n{}^2)}$ を書き換えて次のように示すほうが便利である．

(a) $0 \leq \sqrt{\dfrac{k_t}{k_n}}\sqrt{\dfrac{1-\zeta_t{}^2}{1-\zeta_n{}^2}} < \dfrac{1}{2}$ のとき，

$$\sqrt{\frac{1-\zeta_t{}^2}{\zeta_t{}^2}} > \tan\sqrt{\frac{k_t}{k_n}}\sqrt{\frac{1-\zeta_t{}^2}{1-\zeta_n{}^2}}\pi \tag{21a'}$$

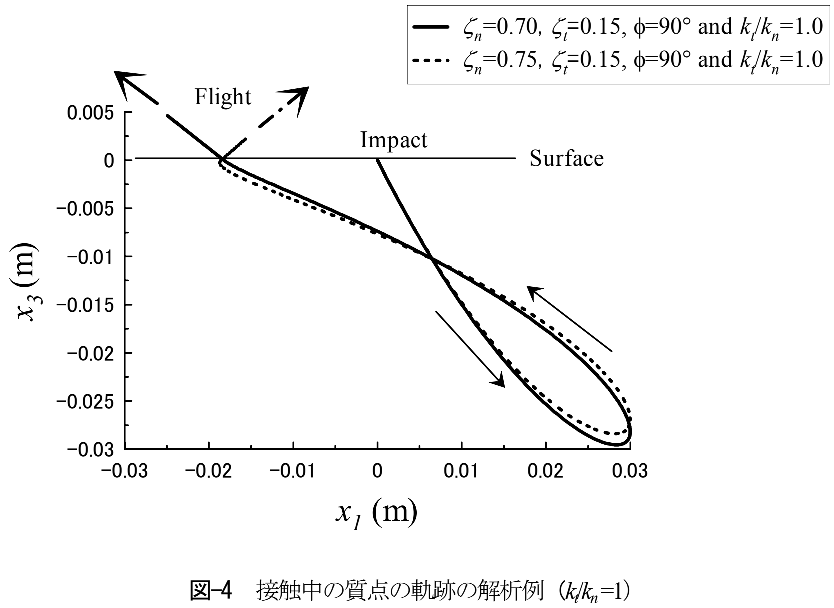


図-4 接触中の質点の軌跡の解析例（k_t/k_n=1）

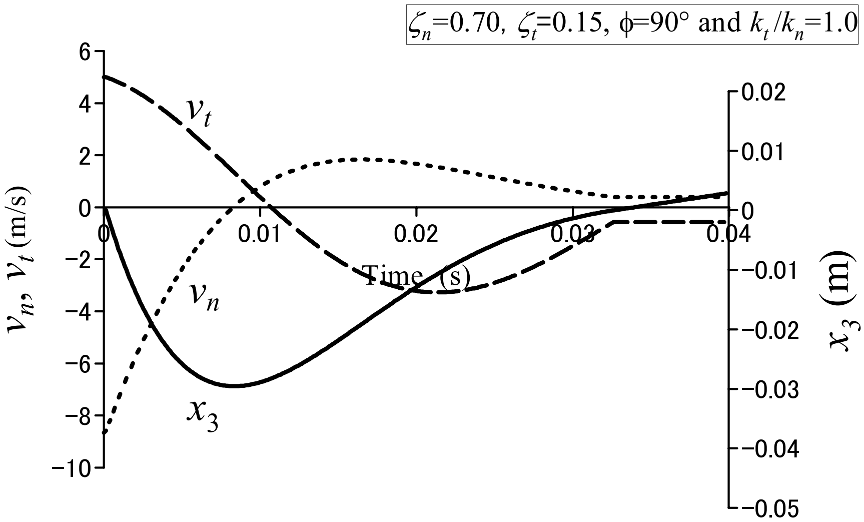


図-5　接触中の速度の変化　－v_{tr}<0 となる例－

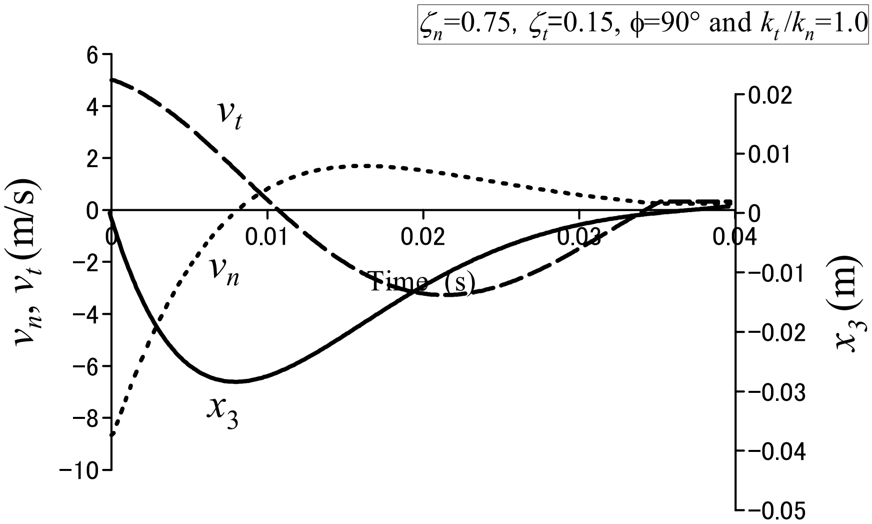


図-6　接触中の速度の変化　－v_{tr}>0 となる例 1－

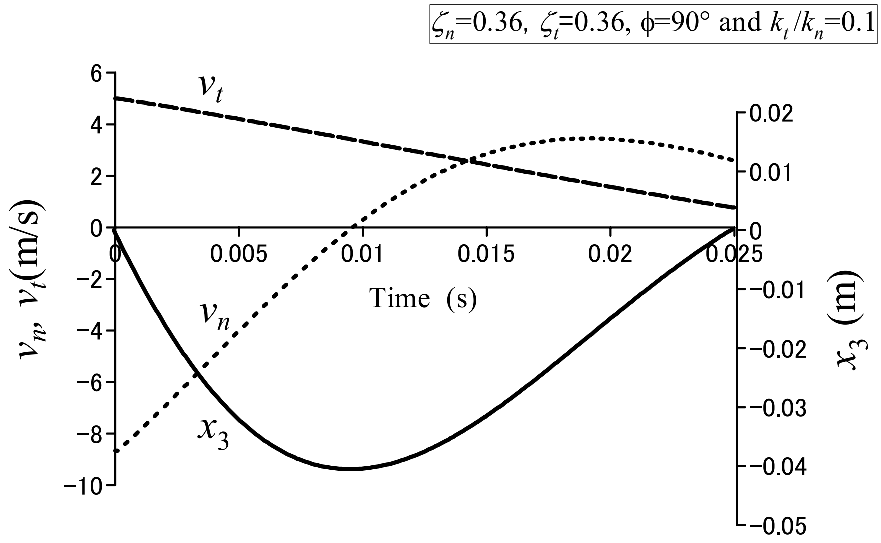
これより R_{ct}=0 をあたえる(ζ_n, ζ_t)の値は，

$\sqrt{k_t/k_n}\sqrt{(1-\zeta_t^2)/(1-\zeta_n^2)}$ の値に留意して，次の関数の値を確認すればよい．

$$f(\zeta_n,\zeta_t)=\sqrt{\frac{1-\zeta_t^2}{\zeta_t^2}}-\tan\sqrt{\frac{k_t}{k_n}}\sqrt{\frac{1-\zeta_t^2}{1-\zeta_n^2}}\pi \qquad (22)$$

(3) 平面への衝突の計算例

$k_n=k_t$ として(a)～(d)の条件を，ζ_n と ζ_t を 0.05 刻みで計算した例が**表-1** である．この表は $f(\zeta_n, \zeta_t)$の計算結果を示しており，(a)～(d)のω_{dt}/ω_{dn} の値により分割している．条件(a)～(d)が成立するζ_n とζ_tの組合せについては$f(\zeta_n, \zeta_t)$の値を斜体にしている．$k_n=k_t$ とした場合に $R_{ct}>0$ が成立するのは，$1<\omega_{dt}/\omega_{dn}<(3/2)$ の場合に限られており，$0<\omega_{dt}/\omega_{dn}<(1/2)$では，$v_{t,r}>0$ となるζ_n, ζ_tの組み合わせはないことがわかる．以上のような検討結果に基づいた質点の軌跡の例を**図-4** に示す．前述したように，**図-4** は接触中の質点の軌跡を示しているが，計算条件により入射方向に反射する事例(ζ_n, ζ_t)=(0.70, 0.15)を示している．接触中の速度の変化を示したものが**図-5**, **6** である．両図の解析条件の差は，法線方向の減衰定数の差にある．**図-5** では(ζ_n, ζ_t)＝（0.70, 0.15），**図-6** では(ζ_n, ζ_t)＝（0.75, 0.15）であるので，図-6 における法線方向の減衰周期が図—5 のそれより長いことになる．このため，v_t が一旦，負（入射方向へ運動）となった後，x_3 が 0 に復する（非接触）になる時点で，**図-5** では v_t は負のままとなっているのに対し．**図-6** では正に復するまで接触状態にあり，入射方向と同一方向に運動（飛行）している．**図-7** は，k_t/k_n=0.1，(ζ_n, ζ_t)=(0.36, 0.36)とした計算例を示してい



図–7 接触中の速度の変化 －$v_{t,r}$<0となる例2－

る．この例では，接線方向の非減衰時の固有周期 T_t が法線方向のそれ T_n に比して長いため，v_t の負の値を経ずして非接触に復することになる．以上から質点が平面と非接触に復するとき，v_t>0 すなわち，入射方向と同一方向に運動を続ける際の減衰定数の条件が明らかとなった．

5. まとめ

ここでの誘導は，接線方向減衰定数の決定に際して，反発係数の決定→法線方向減衰定数の決定→（入射方向に反射しない）接線方向減衰定数の決定とする手順を踏むことに重点をおいて誘導を進めた．質点を用いた解析では，入射側に反発するような条件下（例えば，k_t/k_n =1, 0<ω_{dt}/ω_{dn}<(1/2)）でも，個別要素解析では，重心の反射方向が R_{et}>0 となる，あるいは逆に R_{et}>0 となるように減衰定数を設定しても，入射方向に反射することが予想される．それは，剛体の頂点が接触力の作用点であるのに対し，運動方程式を重心位置で記述するためである．また，たとえ，以上の誘導により減衰係数を決定して用いたとしても，重心位置の並進速度の平面法線・接線方向運動のエネルギー損失を表現するものとはなっていないことに注意が必要である．

謝辞：本研究の一部は，科学研究費補助金（基盤研究(c), No.20260462）の補助を受けて実施している．

参考文献

1) Cundall, P. A. : A computer model for simulating progressive, large-scale movements in blocky rock systems. *Symposium on rock mechanics*, Nancy, Vol. 2, 129-136. 1971.

2) 西村 強，福田 毅，橋本純成，木山英郎：3 次元落石運動解析における軌跡の拡がりに関する検討，第 37 回岩盤力学シンポジウム講演論文集，pp.141－146，2008.

3) 大町達夫・荒井靖博：個別要素法で用いる要素定数の決め方について，土木学会，構造工学論文集，Vol.32A，pp. 715-723，1986.

4) 西村 強：特願 2008-212978 号, 2008.

AN INVESTIGATION OF NUMERICAL DAMPING FOR MODELING OF IMPACT

Tsuyoshi NISHIMURA

Numerical damping for modeling of impact, especially in the tangential direction of contact plane, is investigated using the spring-dashpot system. To control the take-off tangential velocity component, the relation between the fractions of the critical damping coefficient in the normal and the tangential is formulated. Numerical simulations on impact motion of a mass point to a plane are conducted using the time marching scheme for the equation of motion. The result shows the dependency of the take-off direction on the fractions of the critical coefficient in the normal and the tangential. The formulation can be used for the damping coefficient determination in the numerical schemes which introduce the system.