個別要素法における過剰間隙水圧の簡易表現法に関する研究

七	尾	市	役	所	正会員	菊本す	あき子
金沂	マ大学	自然科	学研究	究科	正会員	高原	利幸
金沂	マ大学	自然科	学研究	究科	正会員	山上	尚幸

1.**はじめに** 多粒子が混入する場合の粘性流体の運動と個別要素法(DEM)を組み合わせた解析法は既に提 案されており,粒子群と流体の相互作用の表現が可能となっている.しかし,液状化にみられるような粒子 のダイレーションによる過剰間隙水圧の発生は考慮できないものである.一方で2次元的に粒子間に閉じ込 められた流体の圧縮を考慮して過剰間隙水圧の発生を導入した従来のDEM では3次元的な表現が困難であ る.本研究では,流体運動の計算格子の間隙率の変化から過剰間隙水圧発生を表現する簡易的な方法によっ て振動解析を行ったので,その結果を報告する.

2.過剰間隙水圧モデル 本研究では簡便のため,流体の計算格子の間隙率の変化に流体の体積弾性率を乗じることで過剰間隙水圧の発生量を計算している.しかしながら,間隙率のみで表現すると計算格子のセルに 浮遊粒子が流入しただけでも過剰間隙水圧が発生してしまうため,セル内の合計粒子間接触力が1つ前の計 算ステップよりも増えているときのみ,間隙率の変化に応じた正または負の過剰間隙水圧が発生するとした. 蓄積された過剰間隙水圧は流体の圧力計算セルに加えられ,流速や粒子への作用力に変換して消散する.

この方法では間隙の特定をする計算ルーチンを省略しているため,計算が簡略化されるだけでなく,3次 元への拡張も容易である.ただし,流体計算格子を施してセルごとに計算するため,格子に依存する.粒子 サイズに対して格子サイズが大きすぎれば粒子の微小構造を考慮しにくくなり,反対に小さすぎると連続式 を満足できなくなる傾向があり,体積弾性率の使用とともに今後の課題である.

3.運動方程式 流体中に多数の粒子が存在するときの流体の運動方程式として,レイノルズ方程式を間隙率 で補正したものを用いており,連続式とともに次式に示す.

(運動方程式) $\begin{cases} \frac{\partial \varepsilon u_f}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon u_f u_f}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon u_f w_f}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \varepsilon p}{\partial x} + 2\nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varepsilon u_f}{\partial x} \right) + \nu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varepsilon w_f}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon u_f}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho_f} F_{px} - \frac{F_{Mx}}{\rho_f} \\ \frac{\partial \varepsilon w_f}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon u_f w_f}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon w_f w_f}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \varepsilon p}{\partial z} + \nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varepsilon w_f}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon w_f}{\partial z} \right) + 2\nu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varepsilon w_f}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho_f} F_{pz} - \frac{F_{Mz}}{\rho_f} + \varepsilon g \end{cases}$

(連続の式) $\frac{\partial \varepsilon u_f}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon w_f}{\partial z} = 0$

ここに, p: 圧力, u_{f}, w_{f} : 流体速度, ε : 間隙率, ρ_{f} : 流体密度, v: 動粘性係数, F_{p} : 流体粘性に基づ く粒子群と流体の相互作用力《 $F_{pi} = \beta(u_{pi} - u_{f})[u_{p}$: 粒子速度]》, F_{M} : 粒子群と流体との相対加速度による慣 性力, g: 重力加速度である.相互作用力 F_{p} および慣性力 F_{M} の詳細は参考文献^{1),3)}を参照されたい.

流体運動方程式と連続式のカップリングには HSMAC 解法を用いており,繰り返し計算により圧力の大きさを補正しながら連続式を満たさせる.また,流速と流体圧力はスタッガードメッシュで算定しており,過剰 間隙水圧の計算には圧力計算セルを利用した. 表1 材料パラメータ

4.計算条件と結果 用いた粒子および流体の材料パラメータを表1に示す. 粒子パラメータはガラスビーズの値を使用しており,粒子間摩擦係数は当 研究室で別途実施した特殊一面せん断試験から得た値を用いた.流体に関 するパラメータ,密度,体積弾性係数,粘性係数には,水の値をそのまま 用いている.計算時間間隔は10⁻⁶secで計算し,DEMで使用するばね係数 は接触方向,接線方向とも接触理論から求め.減衰定数は1.0とした.

粒子	直径 d (mm)	2.0 ± 0.2
	密度 $\rho_s(kg/m^3)$	2.74×10^{3}
	ヤング率 E(N/m ²)	1.0×10^{11}
	ポアソン比 <i>v</i>	0.26
	粒子間摩擦係数 μ	0.25
流体	密度 $\rho_f(kg/m^3)$	1.00×10^{3}
	体積弾性係数 K _w (Pa)	2.04×10^{9}
	粘性係数 η (m ² /sec)	1.00×10^{-6}

キーワード:数値解析,液状化,個別要素法

連絡先:〒920-8667 石川県金沢市小立野 2-40-20,金沢大学自然科学研究科 TEL:076(234)-4627, FAX:076(234)4632





図2(a)-(c) 流速分布と粒子の変位 (a)0.06sec, (b)0.116sec, (c)0.122sec

図示しないが固定粒子で形成された容器内(縦20.0mm,横20.0mm)に平均粒径2.0mmの粒子を49個を 緩詰でパッキングし,容器に外力として振幅200gal,振動数5Hzの正弦波の水平振動を1秒間与える解析を 行った.計算格子間隔は縦,横ともに10.0mmで,流体計算のセル数は縦5×横5の計25個である.境界条 件として流体の移動は供試体内外の出入りは自由とし,解析領域の境界では流体速度は0としている.

図1(a)-(c)にそれぞれ0.06,0.116,0.122sec後の過剰間隙水圧分布と粒子の変位を示し,同様に図2(a)-(c)に 流速分布を示す.過剰間隙水圧成分は流体圧力とは別個にプログラム中に保存されており,その成分だけを 抜き取ったものである。過剰間隙水圧は振動初期と最大変位が生じたときにその前面で発生する傾向にあり, 図1(b)でも左側に過剰間隙水圧が発生していることが分かる.このため流体は右側に流れ出していることが 図2(b)から分かる.(c)ではすでに過剰間隙水圧は消散しているが,粒子は容器外に飛び出している.この後 も過剰間隙水圧の発生と消散を繰り返し,数個の粒子が容器外に飛び出す様子を再現できた.

5. **おわりに**本研究では流体計算のメッシュを利用してセルごとの平均的な過剰間隙水圧を導入した解析 を行った.その結果,供試体の大きさに対してメッシュサイズを大きくとったものの,粒子の変位による誘 起流の発生や過剰間隙水圧の蓄積,発生した過剰間隙水圧に伴って流体の流れが生じる様子や粒子が流され る様子が再現できた.実際現象の過剰間隙水圧は粒子運動の速さや局所的な流体の流れにくさなどの兼ね合 わせによって発生すると考えられる.そのため,過剰間隙水圧の発生量の算定で一定の流体体積弾性係数を 用いる点について改良が必要であると考えており,現在検討中である.

参考文献

- 1) 重松孝昌:個別要素法を用いた固液混相流の解析モデルの開発とその適用性に関する研究,博士論文,1998年
- 2) 垂水,伯野:Quick Sandと液状化に関する粒状体シミュレーション,地震研究所彙報, Vol.62, pp. 535-577, 1987 年
- 3) 菊本,高原:粘性流体を考慮した個別要素法の定式化に関する研究,第38回地盤工学研究発表会,pp. 449-450, 2003 年