ペリダイナミック理論に基づいた爆燃・爆轟等の高速載荷に伴う岩質材料の破壊過程解析

福田 大祐[1*]・趙 祥鎬[2]・LIU Hong[3]・CHAN Andrew[3]・児玉淳一[1]・藤井義明[1]

[1]北海道大学　大学院工学研究院　環境循環システム部門（〒060-8628札幌市北区北13条西8丁目）
[2]全北国立大学　資源・エネルギー学科（〒54896 全州市百濟大路567（韓国））
[3]University of Tasmania, School of Engineering | College of Science and Engineering (Private Bag 65 Hobart Tasmania 7001 Australia)
*E-mail: d-fukuda@frontier.hokudai.ac.jp

古典的な連続体力学では，き裂先端の応力・ひずみの特異性を考慮する必要があり，3次元き裂進展問題の数値解析的な取り扱いは極めて煩雑化する．他方，Sillingによって提案されたPeridynamics(PD)理論では，支配方程式に応力・ひずみの空間勾配ではなく，力の積分を用いることで連続体力学を再構築し，従来手法と比較して，固体材料中のき裂生成・進展・分岐・連結等の複雑過程を比較的容易に表現できると期待されている．しかしながら，PD理論は比較的新しい力学理論であり，不均質な岩質材料の破壊力学問題，特に爆燃・爆轟等の高速載荷に伴う複雑き裂進展問題への適用例は極めて少ないのが現状である．本稿では，岩石の動的き裂進展問題に対するPDの適用可能性に関する基礎的な検討について紹介する．

Key Words : *Rocks, Dynamic fracture process, Heterogeneity,Peridynamics, Numerical simulation*

1. 緒言

爆燃・爆轟等の高速載荷を用いた岩石の動的破壊過程の高度な数値モデル化は，その工学的な重要性が認識されている一方で，未だ実現とは程遠いというのが現状である．既往研究では，局所理論に基づいた古典的な連続体力学に対して有限要素法(以下，FEM)や拡張FEM(以下，XFEM)を用いた数値手法が開発されている．しかし，古典的な連続体力学では，その支配方程式に応力テンソルの空間微分項が含まれ，応力やひずみのき裂先端における特異性が生じる．このため，古典的な連続体力学に基づいた3次元的に複雑な複数き裂の生成・進展・連結・分岐解析を行うための数値解析法を開発する場合，その実装は極めて煩雑となる．他方，Stewart Silling博士によって提案された非局所理論に基づいたペリダイナミクス（以下，PD）[1), 2)]では，古典的な連続体力学の支配方程式中に含まれる応力の空間勾配項が，力（密度）の積分項で置き換えられることで連続体力学の再構築が成されている．これにより，PDでは“き裂”を理論の枠組みに容易に導入可能であり，上記の亀裂先端の特異性を回避できる．このため，PDベースのき裂進展解析法開発が多くの材料分野の研究者から注目を浴びている．PDでは、FEMやXFEM等のようにき裂面を追跡する必要も無く，3次元的に極めて複雑なき裂の生成・進展・分岐・連結過程を容易に解析できる点も極めて魅力的である．しかし，現在も岩石破壊力学へのPDの適用例は極めて限られており，爆燃・爆轟等の高速載荷を用いた岩石の動的破壊過程への適用については報告例が見当たらない．

以上の背景から，著者らは，最近，2次元及び3次元のPD理論に基づいた数値破壊過程解析法（以下，PDシミュレータ）を 独自開発してきており，岩石の動力学・動的破壊問題へのPDの適用を模索している．そこで，本稿では，まず，PD理論を簡単に説明し，PDを用いたベンチマーク解析例を紹介する．その上で，PDシミュレータを用いた爆燃・爆轟の高速載荷に伴う岩質材料の動的破壊過程解析例について報告する．

2. ペリダイナミクス（PERIDYNAMICS）の理論

固体の運動を古典的な連続体力学で記述する場合，支配方程式（運動方程式）は次式で表される．

$$\rho_0\left(\mathbf{X}\right)\mathbf{a}\left(\mathbf{X},t\right)=\nabla\mathbf{P}\left(\mathbf{X},t\right)+\mathbf{b}\left(\mathbf{X},t\right) \tag{1}$$

ここで $\mathbf{X}$ 及びt は，それぞれ物質点の座標及び時間である．また，ρ_0, $\mathbf{a}$, $\nabla\mathbf{P}$ 及び$\mathbf{b}$は，それぞれ$\mathbf{X}$における初期密度，加速度，第 1 Piola-Kirchhoff応力の空間勾配及び体

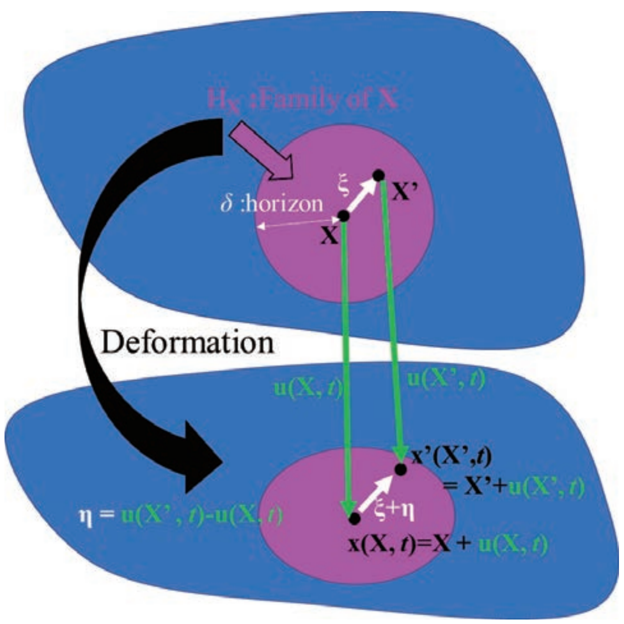

図-1　PD理論における変形の取り扱い方

積力である．この∇**P**等の存在によりき裂先端の特異性が問題となる．そのため，本枠組みに基づいた数値破壊解析法を開発する場合，き裂先端の特異性を適切に処理する必要があり，通常その処理は煩雑となる傾向がある．

これに対して，PDでは非局所理論に基づいて連続体力学が再構築されている．図-1に示すように，PDでは，ある物質点**X**から有限な距離δの範囲内に含まれる他の物質点**X'**との無数のボンド$\boldsymbol{\xi}$(=**X'**-**X**)を考え，点**X**と点**X'**の力学的な相互作用はボンド$\boldsymbol{\xi}$を介して行われる．δはHorizonと呼ばれ，点**X**がどの程度の範囲に渡り周囲と力学的に相互作用するかを決定するスケールパラメータである．ボンド$\boldsymbol{\xi}$が変形に伴って呈する相対変位を$\boldsymbol{\eta}$とすれば，変形後のボンドは$\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta}$と表現される．本論文ではRen et al.[3]によって提案されたDual-horizon PDの考え方を用いる．この場合，支配方程式（運動方程式）は次式となる．

$$\rho_0(\mathbf{X})\mathbf{a}(\mathbf{X},t)=\iiint_{\mathbf{X}'\in H'_{\mathbf{X}}}\mathbf{f}_{\mathbf{XX}'}(\boldsymbol{\xi},\boldsymbol{\eta},t)\,\mathrm{d}V_{\mathbf{X}'} -\iiint_{\mathbf{X}'\in H_{\mathbf{X}}}\mathbf{f}_{\mathbf{X}'\mathbf{X}}(-\boldsymbol{\xi},-\boldsymbol{\eta},t)\,\mathrm{d}V_{\mathbf{X}'}+\mathbf{b}(\mathbf{X},t) \tag{2}$$

ここで，$\mathbf{f}_{\mathbf{XX}'}$はボンドの力密度(注：単位は [N/m^6]) であり，点**X**が点**X'**から受ける力を示している（$\mathbf{f}_{\mathbf{X}'\mathbf{X}}$はその逆である）．また，d$V_{\mathbf{X}'}$ は点**X'**に関連した微小体積である．さらに，$\mathbf{X}'\in H'_{\mathbf{X}}$は点**X**をHorizon中に含むすべての点**X'**を示している．他方，$\mathbf{X}'\in H_{\mathbf{X}}$は点**X**のHorizonに含まれるすべての**X'**を示している．一定のδ値しか使用できないオリジナルのPDに対して，Dual-horizon PDでは，各点**X**のδを可変として扱える点が本アプローチの利点である．最も重要な点として，PDではひずみ・応力テンソルの概念は導入されず，$\mathbf{f}_{\mathbf{XX}'}$（$\mathbf{f}_{\mathbf{X}'\mathbf{X}}$）とボンド$\boldsymbol{\xi}$の変形を用いて構成方程式を構築する．PDでは，Bond-based PD (以下，BB-PD)，Ordinary state-based PD (以下，OSB-PD) 及びNon-ordinary state-based PD (以下，NOSB-PD)の3タイプのPDが積極的に開発・適用されてきている．BB-PDは第一世代のPDであり，$H_{\mathbf{X}}$に含まれる各々のボンド$\boldsymbol{\xi}$は独立バネと見なす（注：この観点において個別要素法に似ているが，PDは連続体力学理論である）．この場合，(2)式においてあるボンド$\boldsymbol{\xi}$に作用する力密度は，そのボンド$\boldsymbol{\xi}$ の変形のみに依存し，$H_{\mathbf{X}}$内の他のボンドの変形の影響を受けない．その結果，$\mathbf{f}_{\mathbf{XX}'}$及び$\mathbf{f}_{\mathbf{X}'\mathbf{X}}$ は変形後のボンド$\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta}$に対して平行に作用しなければならず，等方の線形弾性体の場合，ポアソン比の値が限定される．他方で，ヤング率については任意の正値を使用できる．この制約を解決するため，Silling et al.[2]はOSB-PDを提唱している．OSB-PDでは，Stateと呼ばれるテンソルを一般化した概念が導入され，ある点 **X**における力密度が$H_{\mathbf{X}}$内のすべてのボンドの変形の影響を受ける．これにより，等方の線形弾性体の場合，任意のヤング率・ポアソン比を利用可能になる．しかし，OSB-PDでも$\mathbf{f}_{\mathbf{XX}'}$及び$\mathbf{f}_{\mathbf{X}'\mathbf{X}}$ は変形後のボンド($\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta}$)に対して平行に作用しなければならない制約がある．この力密度の方向に関する制約は、NOSB-PDの考え方を導入することで解決可能であることが示されている[2]．また，NOSB-PDでは，非局所変形勾配テンソルの概念を導入しているため，ひずみ・応力テンソルを非局所理論の枠組みにおいて求めることが可能であり，古典的な連続体力学で提案された多数の構成方程式を使用できる．他方，NOSB-PDではZero Energy Mode等の問題が完全に解決されておらず，動的破壊問題への適用では解析の不安定化が生じやすい．このため，今後の更なる研究が必要であり，以下ではBB-PD とOSB-PDの適用例のみを紹介する．重要な点としては，NOSB-PDを除くPDでは，ひずみ・応力テンソルの概念は全く導入されない．BB-PDでは，等方の線形弾性体の構成方程式は次式でモデル化する．

$$\mathbf{f}_{\mathbf{XX}'}=C(\delta_{\mathbf{X}'})\cdot s_{\mathbf{XX}'}\cdot(\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta})/\|\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta}\|\,(^{\forall}\mathbf{X}\in H_{\mathbf{X}'}) \tag{3}$$

ここで，CはMicro modulusであり，点**X'**のHorizon δ(X')，ヤング率E及びポアソン比（2次元平面応力問題場合で1/3，2次元平面ひずみ問題と3次元問題の場合で1/4）を用いて次式で表される．

$$C(\delta_{\mathbf{X}'})=\begin{cases}3E/\left\{\pi\delta_{\mathbf{X}'}^{3}(1-\nu)\right\} & \text{(Plane Stress)}\\ 3E/\left\{\pi\delta_{\mathbf{X}'}^{3}(1+\nu)(1-2\nu)\right\} & \text{(Plane Strain)}\\ 3E/\left\{\pi\delta_{\mathbf{X}'}^{4}(1-2\nu)\right\} & \text{(3D)}\end{cases} \tag{4}$$

また，$s_{\mathbf{XX}'}$(=(‖$\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta}$‖-‖$\boldsymbol{\xi}$‖)/‖$\boldsymbol{\xi}$‖) はボンドのストレッチである．これに対して，OSB-PDでは，等方の線形弾性体の構成方程式は次式でモデル化する．

$$\mathbf{f}_{\mathbf{XX}'}=\underline{t}\langle\boldsymbol{\xi}\rangle\cdot(\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta})/\|\boldsymbol{\xi}+\boldsymbol{\eta}\|\,(\forall\mathbf{X}\in H_{\mathbf{X}'}) \tag{5}$$

ここで，$\underline{t}\langle\boldsymbol{\xi}\rangle$はForce scalar state（単位は[N/m^6]）であり，点

$\mathbf{X}$と点$\mathbf{X}'$の力学的な相互作用を決定する．テンソルと類似して，Scalar stateはボンド$\langle\xi\rangle$に作用し，スカラー値にマッピングする．本稿では3次元のOSB-PDを用いるが，その場合，$\underline{t}\langle\xi\rangle$は次式で与えられる．

$$\underline{t}\langle\xi\rangle = \frac{3K\theta}{m}\underline{\omega}\langle\xi\rangle\|\xi\| + \frac{15G}{m}\underline{\omega}\langle\xi\rangle\left(\underline{e}\langle\xi\rangle - \frac{\theta}{3}\|\xi\|\right) \quad (6)$$

ここで，K及びGは，それぞれ体積弾性率及びせん断剛性率であり，$\underline{e}\langle\xi\rangle$ (=$\|\xi+\eta\|-\|\xi\|$))はボンドξのExtension scalar stateである．さらに，m及びθは，それぞれ重み付き体積及び体積ひずみであり，次式で表される．

$$m = \int_{H_{\mathbf{X}}} \underline{\omega}\langle\xi\rangle \xi\cdot\xi dV_\xi,\ \theta = \int_{H_{\mathbf{X}}} \underline{\omega}\langle\xi\rangle\|\xi\|\,\underline{e}\langle\xi\rangle\,dV_\xi \quad (7)$$

ここで，Scalar state $\underline{\omega}\langle\xi\rangle$は重み関数の役割を担っており，$H_{\mathbf{X}}$内の各ボンドの大きさ$\|\xi\|$に依存して，各ボンドの影響を例えば次式の形式を用いて制御する．

$$\omega\langle\xi\rangle = \omega\langle\|\xi\|\rangle = \exp\left(-\|\xi\|^2/\delta_{\mathbf{X}}^2\right) \quad (8)$$

なお，紙面の都合上PD理論に関する十分な説明を行うことは不可能であるため，興味のある読者はSilling博士の論文[1), 2)]を参照されたい．なお，$\mathbf{f}_{\mathbf{X}'\mathbf{X}}$は，(3)又は(5)式において$\mathbf{X}$と$\mathbf{X}'$を交換すれば容易に計算できる．

PDの枠組みでは，破壊過程はボンドの切断により表現されることが多く，本稿でもこの考え方を採用する．具体的には，あるボンドξが所定の破壊規準を満たした場合にそのボンドを切断する．ここでは，$H_{\mathbf{X}}$に含まれる各々のボンドξに対して，スカラー変数$\mu(\mathbf{X}, \xi, t)$を定義し，各ボンドξに関して，そのボンドが未破壊の場合はμ=1を，破壊（切断）した場合はμ=0をそのボンドに付与する．その上で，$\mathbf{X}$における損傷値$D(\mathbf{X}, t)$を次式で定義する．

$$D(\mathbf{X},t) = 1 - \left(\int_{H_{\mathbf{X}}} \mu(\mathbf{X},\xi,t)dV_\xi\right) / \left(\int_{H_{\mathbf{X}}} dV_\xi\right) \quad (9)$$

ここで，$D=0, 0<D<1$及び$D=1$の状態は，それぞれ物質点$\mathbf{X}$がインタクトな状態，軟化状態及び完全に破壊した状態を示す．本アプローチの魅力は，複雑なき裂面を追跡しなくとも，複雑なき裂進展過程を表現できる点にある．なお，各々のボンドの破壊（切断）規準は，各ボンドのストレッチ$s_{\mathbf{XX}'}$が，次式で与えられる各ボンドの限界ストレッチs_0に達した場合，μを1から0に変更することで表現する．

$$s_0(\delta_{\mathbf{X}'}) = \begin{cases} \sqrt{(4\pi G_0)/(9E\pi\delta_{\mathbf{X}'})} & \text{(Plane Stress)} \\ \sqrt{(5\pi G_0)/(12E\pi\delta_{\mathbf{X}'})} & \text{(Plane Strain)} \\ \sqrt{(5G_0)/(6E\pi\delta_{\mathbf{X}'})} & \text{(3D)} \end{cases} \quad (10)$$

ここで，G_0はボンドの破壊エネルギーである．この時点では，数値解析法は導入されておらず，これがPDでは，き裂（破壊）は理論の一部として取り扱うことが可能であると言われる所以である．なお，式(2)は支配方程式であり，厳密解を得ることはよほど単純な問題を除けば不可能であるため，例えば，FEMやメッシュフリー法(粒子法)による空間離散化により数値的に解く必要がある．粒子法の場合，式(2)の空間離散形は次式となる．

$$\rho_0(\mathbf{X}_i)\ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{X}_i,t) = \begin{bmatrix} \sum_{\mathbf{X}_j\in H'_{\mathbf{X}_i}} \mathbf{f}_{\mathbf{X}_i\mathbf{X}_j}\Delta V_{\mathbf{X}_j} \\ -\sum_{\mathbf{X}_j\in H_{\mathbf{X}_i}} \mathbf{f}_{\mathbf{X}_j\mathbf{X}_i}\Delta V_{\mathbf{X}_j} \end{bmatrix} + \mathbf{b}(\mathbf{X}_i,t) \quad (11)$$

ここで，iはN個のPD粒子で空間離散化された連続体のi番目の粒子番号を示している．PD粒子は規則的にも不規則的にも配置することができ，各々のPD粒子はその初期位置$\mathbf{X}_i$と体積$V_{\mathbf{X}_i}$を持つ．規則的な粒子配置を用いる場合，粒子間隔Δx（一定）とすると，それぞれの点$\mathbf{X}_i$におけるHorizon $\delta(\mathbf{X}_i)$は，き裂経路の粒子配置依存性を避けるために，$3\Delta x$~$4\Delta x$より大きく設定する必要がある．なお，陰解法・陽解法のいずれの解法スキームも使用可能であるが，本稿では動的破壊問題を取り扱うため，陽解法（速度Verlet法）を用いて(11)式の時間発展問題を解くことにした．なお，PDに基づいた数値シミュレータの実装自体は容易であるが，特に3次元問題の場合，計算量が多大となるため逐次計算によるシミュレーションは長時間の計算時間を要する．そこで，著者らが実装したPDシミュレータでは，CUDA C/C++により制御した汎用GPUに基づいた大規模並列計算スキームを導入することにより計算の高速化を図っている．なお，OSB-PD (式(5)〜(9))の場合，BB-PD (式(3)-(4), (9))と比較して計算量が増大することに注意されたい．

3. 結果及び考察

本稿で適用するPDシミュレータは独自開発で実装しているため，Veriticaton and Validation(以下，V.V.)が必須となる．そこで，以下では，これまで実施したV.V.について簡単に紹介する．その後，BB-PD及びOSB-PDを用いて爆轟や爆燃の載荷速度に相当する荷重を岩質材料に作用させた場合の動的破壊過程解析を実施した例について紹介する．

(1) 開発したPDシミュレータ検証例

Bobaru and Zhang[4)]のPDシミュレーションで解析された長さ20cmの切り欠きを施したHomalite板 (20 cm × 40 cm) (Fig.2(a))を本稿でもシミュレートすることにした．なお，き裂分岐の機構に関する極めて詳細かつ興味深い考察がBobaru and Zhang [4)]で成されているため，詳細な議論は文献に譲り，ここでは解析結果の比較のみ行う．ここでは平面応力条件で2次元BB-PDを適用した．Homaliteの力学物性値はBobaru and Zhang [4)]で示されている値を用いた．

モデルは，規則粒子配置で離散化し，$\Delta x = 0.001$mかつ$\delta = 4.015\Delta x$ の条件を採用した．この結果，PD粒子数は83809となった．そして，時刻t=0において引張のトラクション（1MPa）がHomalite板の上下境界に作用させた．解析結果の一例を図-2に示す．図-2では，(9)式のD値の空間分布が示されており，暖色系ほど損傷度が高い部分を示している．本結果と既往研究[4]で示された結果を比較すると，両結果が良く一致しており，実装したPDシミュレータが正しく機能していることが示された．なお，比較的シンプルなBB-PDですら，こうしたき裂分岐問題を特別なき裂分岐規準を導入することなく表現可能である点は，FEM（XFEM含む）等に基づいた既往のアプローチと比較して極めて魅力的であると言える．

材料の微視構造，即ち，材料の不均一性を考慮することは，合理的な岩質材料のき裂進展解析を実現する上で極めて重要なファクターである．ここでは，円形のインクルージョンを複数個含んだ固体板におけるき裂進展解析例を紹介する(図-3)．今回用意したモデルは，初期配置において0.3mmの切り欠き（Fig. 3(a)(b)中の破線で囲った領域）を有しており，マトリクス中により硬く・強度の高い円形のインクルージョンがランダムに配置されている．本解析はRen et al.[3] で実施しているため，マトリクス部とインクルージョン部の力学物性値はRen et al.[3]と同様に設定した．この場合も規則粒子配置を用い，$\Delta x = 1.5\times10^{-5}$ mかつHorizon δ = 3.015Δxを用いた．その結果，41607の粒子でモデルを離散化した．解析は平面応力条件で2次元BB-PDを適用した．時刻t=0以降において，モデルの上下境界に対して，一定の変位速度を与えた．変位速度としては，0.001m/s (Fig. 3(a)) と2 m/s (Fig. 3(b))の場合を考慮した．Fig.3(a)は比較的緩やかな載荷速度に相当し，解析結果から単一の巨視亀裂がマトリクス部より硬く・強いインクルージョンを避けるように進展する様子がわかる．ただし，この単一き裂の進展方向の前方にインクルージョンが在る場合，インクルージョン内のき裂進展が生じていることも見て取れる．これに対して，Fig. 3(b)は比較的高速な載荷速度に相当し，解析結果から多段階のき裂分岐が生じていることがわかる．本結果はRen et al.[3]と同様の結果であり，今回実装したDual-Horizon PDが正しく実装できていることが確認された．ここで数値解析に用いた力学物性値は岩石のそれとは異なるが，複雑な微視構造を模擬した岩石モデルを構築できれば，不均一な岩質材料内で生じるき裂進展過程をPDにより表現できる可能性が示唆される．

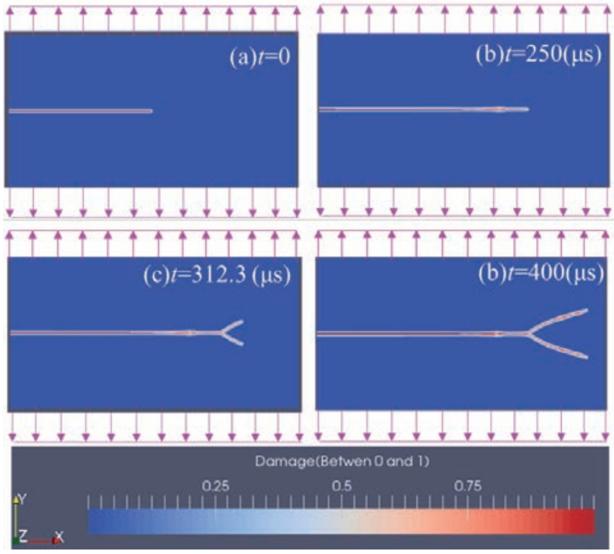

図-2 V.V.に用いたPDシミュレーションの例1

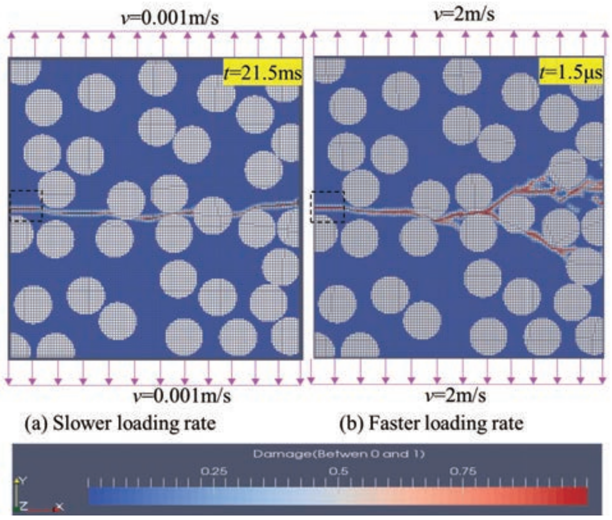

図-3 V.V.に用いたPDシミュレーションの例2

(2) 爆轟に伴う岩石の2次元動的破壊過程解析

発破に伴う岩石・岩盤の破壊パターン・破砕粒子径分布の制御，発破損傷域の最小化は極めて重要である．仮に発破による岩盤内き裂進展過程を合理的にシミュレート・予測可能なツールを開発できれば，その恩恵は多大であり発破の最適化に大きく貢献し得る．しかしながら，合理的な発破シミュレータの開発は工学における一つのグランドチャレンジ問題として認識されるほどの難題であり，これは発破シミュレーションでは，爆薬の爆轟・岩盤の3次元的に複雑な高速破壊過程，形成き裂ネットワーク内への爆発生成ガス流入及び破砕片の飛翔過程までを高度に表現しなければならないことに起因する．また，これらの個々の過程のモデル化自体も難題である．この観点から，PDでは容易に複雑き裂進展過程をモデル化できるため，本節では2次元BB-PD（平面ひずみ条件）を用いた破壊過程解析を行う．そこで，Dehghan Banadaki and Mohanty[5] で行われた単一の発破孔を有した円柱発破実験を想定した解析を行うことにした．具体的には直径72mmの円形の2次元岩石内に孔径2.575mmの発破孔を施したモデルを作成し，発破孔壁に次式で表される爆轟圧$P(t)$に相当する載荷条件を模擬的に与えてることで得られる動的き裂進展過程について考察した．

$$P(t)=P_0\left(e^{-\alpha t}-e^{-\beta t}\right)/\left(e^{-\alpha t_0}-e^{-\beta t_0}\right) \qquad (12)$$

ここで，P_0, t_0 及びβ/αは，それぞれ最大圧（=150 MPa），ライズタイム（=5 μs）及び圧力持続制御パラメータ（=5）であり，既往の実験[5]では，き裂内に爆発生成ガスが流入しない工夫が施されているため，本解析でもガス流入の影響は無視した．モデルは，213933個のPD粒子を用いて，Δx=0.25mm及びHorizon δ=3.015Δxの条件で離散化した. 岩石の力学物性値としては，Barre花崗岩を想定してρ_0=2660kg/m^3，E=50.0GPa及びν=1/4を仮定した．なお，PDでは材料の不均一性を考慮しない限り，解析から得られるき裂パターンは必ず対称形となってしまい，実際の発破から得られるき裂パターンを模擬できない．そこで，各ボンドの破壊エネルギーG_0をWeibull分布（分布係数m=1.5）の条件で空間的に分布させた．なお，G_0の平均値としては200J/m^{2}を仮定し，モデル外周は自由面として扱った.

図-4は，各時刻tにおける速度の絶対値及び損傷値Dの空間分布を示している．t=1.25μsの結果から，変形波が

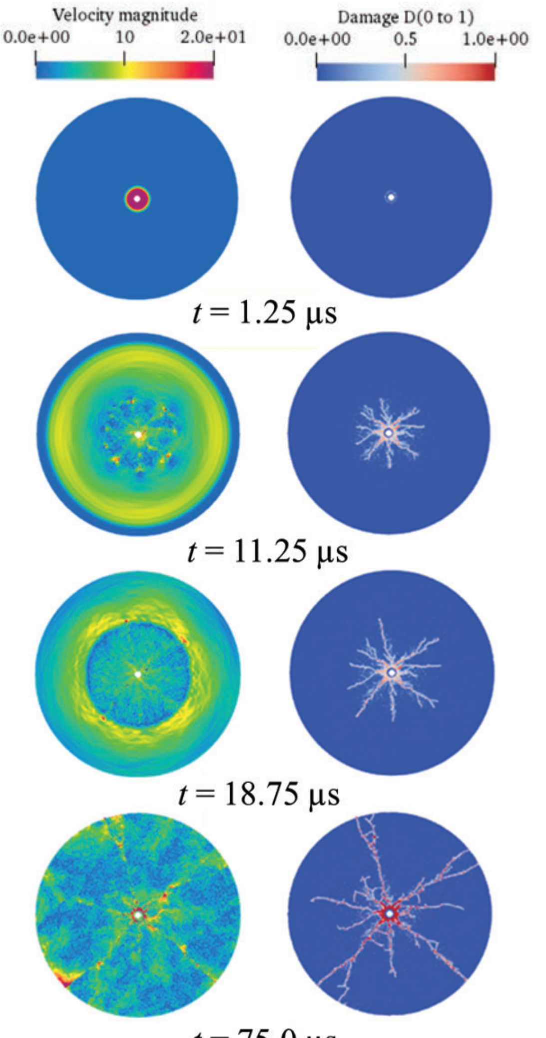

図-4　PDによる2次元発破シミュレーションの一例

装薬孔から外側自由面に向かって伝播していることがわかる．t=11.25μsの結果から，変形波フロントは外側自由面に近づく一方，発破孔極近傍に損傷による圧砕域が形成されていることがわかり，圧砕域の周辺からいくつかの引張き裂が卓越して放射状に伸長していることがわかる．その後，自由面における変形波の反射により，装薬孔に向かう引張応力波に相当する変形波が生じ，これが装薬孔から進展している引張亀裂をさらに伸長させることがわかる（t = 18.75μs以降）．PD解析から得られた結果と文献[5] の実験結果を比較すると，破壊パターンが良く対応している事がわかる．今後はより詳細な分析・キャリブレーションに取り組んでいきたい.

(3) 爆燃に伴う岩質材料の3次元動的破壊過程解析

本節では，3次元のOSB-PDを用いて，コンクリートの爆燃破砕実験[6]のモデル化を試みる．対象とする実験(図-5(a)(b))[6]では，単一装薬孔を有したコンクリート供試体にニトロメタン（NM）を装填し，これを放電衝撃[7]により起爆することで，爆燃圧を生み出し，コンクリートを高速に破砕する．本解析でも(12)式の圧力波形を採用することとし，既往研究[7]を参考に，P_0=1GPa, t_0 =140μs及びβ/α = 1.5とした．解析に用いた3次元のOSB-PDモデルを図-5(c)に示す．計算に用いたPD粒子は289504であり，並列計算無しでは極めて長時間の解析時間を要する．この場合，モデル生成に際しては，まず，289504個の非構造メッシュを用いた四面体でモデルを離散化し，その後，各四面体の重心にPD粒子を配置し，各四面体体積を各粒子に関連付けた．解析に用いた力学物性値は，ν=1/4, ρ_0 = 2320 kg/m^3, E = 34.2GPaである．前節と同様に，G_0はWeibull分布（m=5）で空間的に分布させ，その平均値は25J/m^{2}とした．外部境界はすべて自由面とし，装薬孔の詰め物は今回は単純化のため無視した.

図-6(a)(b)は，爆燃載荷開始直後及び破壊が十分進んだ最終破壊形態の様子を示している．各図において，上段左及び下段左は，それぞれモデル表面及び内部における損傷の空間分布を示している．他方，上段右及び下段右は，それぞれモデル表面及び内部における速度の絶対値

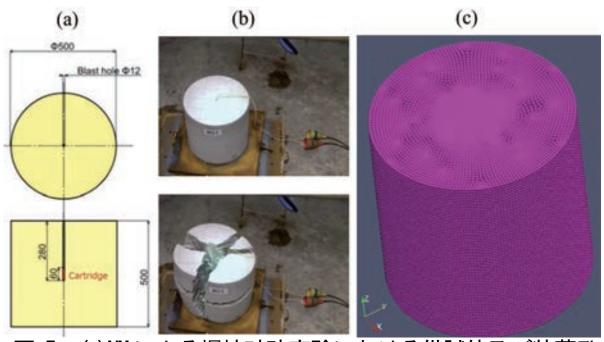

図-5　(a)NMによる爆焼破砕実験における供試体及び装薬孔の概要[7], (b)破砕前後の供試体の様子[7], (c)OSB-PDモデル.

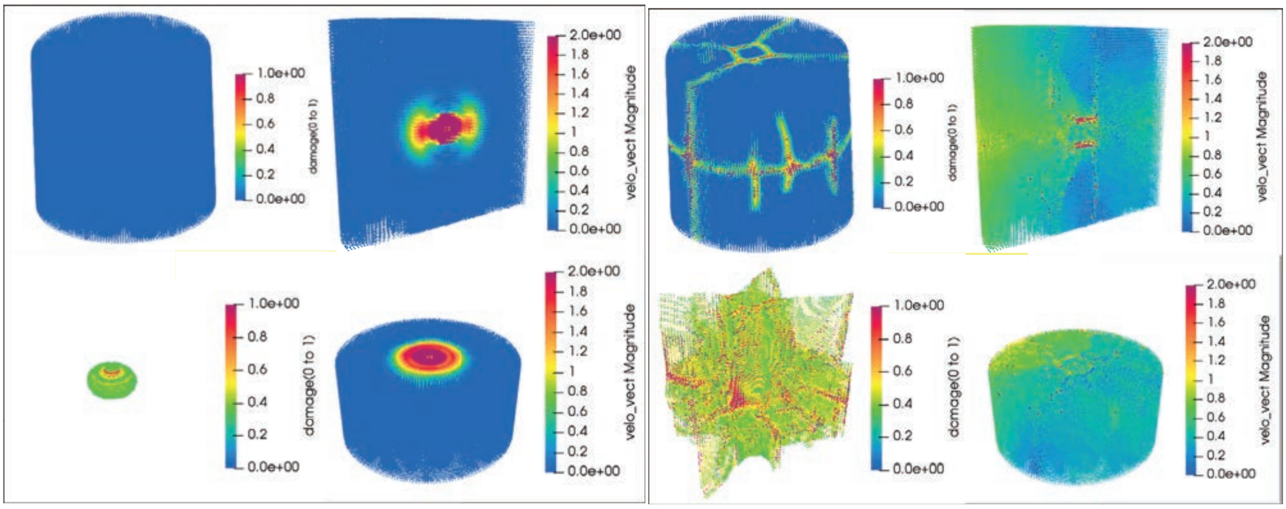

図-6　PDによる2次元爆燃破砕シミュレーションの一例

の空間分布を示している．図-6(a)からわかるように，爆燃圧に伴い装薬孔から外部自由面に向かって3次元的に破壊プロセスが進行していることがわかる．また，図-5(b)及び図-6(b)の破壊パターンの結果を比較することで，PDから得られた解析結果が，実験から観察される供試体側面で形成されるき裂パターンと定性的に良い対応を示していることがわかる．本解析についても今後は入力学物性値等の詳細なキャリブレーションを行った上での詳細な議論が必要である．

4. 結言

本稿では，汎用GPUによる並列計算を導入した2・3次元のPDシミュレータを独自に開発し、種々のき裂進展問題に対して適用した結果について簡単に報告した．具体的には開発したシミュレータのV.V.を目的としたベンチマーク解析結果からPDシミュレータが正しく実装されていることを確認した上で，PDによる爆轟・爆燃に伴う岩質材料の高速かつ複雑な破壊プロセスの解析に適用した．その結果，爆轟・爆燃に伴う岩質材料の高速かつ複雑な破壊プロセス解析に対するPDの適用に関しては，高いポテンシャルを示すことができたと考えている．

参考文献

1) Silling, S. A.: Reformulation of elasticity theory for discontinuities and long-range forces. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48, pp. 175-209, 2000.
2) Silling, S. A., Epton, M., Weckner, O., Xu, J. and Askari, E.: Peridynamic States and Constitutive Modeling. *J. Elast.*, 88, pp. 151-184, 2007.
3) Ren, H., Zhuang, X. and Rabczuk, T. : Dual-horizon peridynamics: A stable solution to varying horizons. *Comput. Methods in Appl. Mech. Eng.*, 318, pp. 762-782, 2017.
4) Bobaru, F. & Zhang, G. : Why do cracks branch? A peridynamic investigation of dynamic brittle fracture. *Int. J. Fract.*, 196, pp. 59-98, 2016.
5) Dehghan Banadaki, M. M. & Mohanty, B.: Numerical simulation of stress wave induced fractures in rock. *Int. J. Impact Eng.,* 40-41, pp. 16-25, 2012.
6) 山地 宏志， 中森 純一郎：放電破砕によるコンクリートの破壊機構. 三井住友建設技術開発センター報告第 12 号 pp.67-72, 2014.
7) Fukuda, D., Moriya, K., Kaneko, K., Sasaki, K., Sakamoto, R. & Hidani, K.: Numerical simulation of the fracture process in concrete resulting from deflagration phenomena. *Int. J. Fract.*, 180, pp. 163-175, 2013

PERIDYNAMIC MODELLING OF DYNAMIC FRACTURE DUE TO DEFLAGRATION AND DETONATION

Daisuke FUKUDA, SangHo CHO, Hong LIU, Andrew CHAN, Jun-ichi KODAMA and Yoshiaki FUJII

Peridynamics (PD) can model complex dynamic fracture process with relative ease even for 3D problems. However, its applications to dynamic fracture problems of rocks have been very limited. This paper presents the application of a self-devolved 2D/3D PD simulator with a parallel computation scheme utilizing general purpose graphic processing unit. The developed code is verified first using some benchmark simulations. Then, by applying the code to 2D/3D dynamic fracture problems of rock-like materials assuming high loading rate corresponding to detonation and deflagration phenomena, the applicability of the developed PD simulator is demonstrated.