

MPS 法を用いた非線形超音波法における 高調波の励起シミュレーション

Simulation of Higher Harmonics on Nonlinear Ultrasonic Testing Using MPS Method

野口 豪気¹⁾, 斎藤 隆泰²⁾

Gohki NOGUCHI, Takahiro SAITOH

- 1) 群馬大学大学院理工学府 修士課程 (〒 376-8515 群馬県桐生市天神町 1-5-1, E-mail: t13303903@gunma-u.ac.jp)
2) 群馬大学大学院理工学府 准教授 (〒 376-8515 群馬県桐生市天神町 1-5-1, E-mail: t-saitoh@gunma-u.ac.jp)

A new ultrasonic nondestructive testing that utilizes nonlinear ultrasonic waves generated in crack or at bi-material interface has attracted attention in recent years. In general, the nonlinear ultrasonic waves are classified into higher harmonics and subharmonics. However, the generation mechanism of the nonlinear ultrasonic waves has not been completely cleared yet. Therefore, in this research, in order to simulate the nonlinear ultrasonic waves, the MPS method, which is one of the particle methods, has been developed for 2-D elastodynamics. As numerical examples, the higher harmonics generated at the crack with contact boundary conditions are demonstrated by using the developed MPS method. The MPS method has a potential to reveal the generation mechanism of not only the higher harmonics but also subharmonics.

Key Words: Nonlinear ultrasonic waves, higher harmonics, subharmonics, MPS method

1. はじめに

近年, 非線形超音波法⁽¹⁾と呼ばれる新たな超音波非破壊検査手法が注目を集めている. 非線形超音波法とは, 大振幅超音波を, き裂等の微視欠陥に入射させることによって得られる微視欠陥からの非線形超音波を用いて欠陥を検出する方法である. 一般的に, その非線形超音波は, 入射超音波の整数倍の周波数成分を持つ高調波, 分数倍の周波数成分を持つ分調波に区分されるが, それらの発生機構は未だ十分に解明されているとは言えない.

そのため, 数値シミュレーションを用いて高調波・分調波の発生機構を明らかにする研究が進んでいる. 高調波に関しては, 例えば, Yamawaki⁽²⁾ は 1 次元差分法を, Ibrahim・Nakahata⁽³⁾ は 1 次元 EFIT を用いて高調波シミュレーションを試みている. しかしながら, このような差分法を基礎とした格子法系の解法では, き裂面の動的相互作用を扱う事が難しく, いずれも 1 次元解析に留まっている. 一方, 斎藤らは, 演算子積分時間領域境界要素法⁽⁴⁾と呼ばれる数値安定な境界要素法を用いて面外^(5,6), 面内波動問題⁽⁷⁾に対して高調波シミュレーションを行っている. また, 丸山らは, これらの成果を 3 次元解析⁽⁸⁾へ拡張している. これら時間領域境界要素法を用いたシミュレーションでは, き裂面に Hirose⁽⁹⁾らに提案された接触境界条件を与えることで解析を行っているが, 接触境界条

件の考慮だけでは分調波を励起できない. 分調波シミュレーションは高調波に比べて数少なく, 例えば Yamanaka⁽¹⁰⁾らは, 分子間力を連続体に拡張した拡張 L-J 関数をき裂面に導入し, 超音波の入力側き裂面と出力側き裂面双方に力学的なモデル化を施すことで, 分調波シミュレーションを行っている. しかしながら, き裂の扱いが不明瞭であり, より複雑な界面挙動を正確に追跡できるかはやや疑問も残る. ただし, 彼らのようなき裂面のモデル化を時間領域境界要素法に適用することは, やや困難が伴う. 時間領域境界要素法は, 格子法に比べて, 確かに一般のき裂の動的問題を精度良く行えるが, 通常, き裂の開口変位を未知量として定式化を施す関係上, き裂の両面間に個別のモデル化を施すことは難しい. また, 例えモデル化できたとしても, 実際に分調波を励起できるかは未知であるばかりか, 陰解法であるため, 解析に多大な時間が必要という問題点もある.

このような中, 近年, 粒子法⁽¹¹⁾と呼ばれる新たな手法が注目を集めている. 粒子法は, 現在, 流体解析や弾性体の大変形問題等にも適用が進んでいる. 弾性波動問題への応用は, 簡単な等方性弾性波動問題に対して適用例⁽¹²⁾がある. 粒子法は, 格子法と異なり, き裂を粒子でそのまま表現するため, き裂の開閉口の状況等, き裂面の物理現象をシンプルに, 短い計算時間で追跡できる可能性がある. 実際, 粒子法に類似したモデリングを行う分子動力学法では, 古くからき裂の解析が盛

んに行われている⁽¹³⁾.

そこで、本研究では、粒子法を用いた非線形超音波シミュレーションの第一歩として、粒子法的一种である MPS 法を用いた高調波励起シミュレーションを試みる。以下では、まず、MPS 法について説明する。CFRP 等への応用を考慮し、2次元直交異方性弾性波動問題に対する定式化を行う。次に、き裂面の扱いを示した後、数値解析例を示すことで、MPS 法の非線形超音波シミュレーションに対する有効性等について検討する。

2. MPS 法

まず MPS 法の基礎について簡単にまとめておく。MPS 法の詳細は、例えば文献⁽¹¹⁾等を参照されたい。

2.1. 重み関数と粒子数密度

MPS 法では、空間に対して重み付けを行うために、次式に示す重み関数を導入する。

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } (0 \leq r \leq r_e) \\ 0 & \text{for (otherwise)} \end{cases} \quad (1)$$

ここで r_e は影響半径、 r は粒子間距離である。粒子 i に対して式 (1) の総和をとると、次の粒子 i の粒子数密度 n_i を得る。

$$n_i = \sum_{i \neq j} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{r}_i と \mathbf{r}_j はそれぞれ粒子 i と粒子 j の位置ベクトルを示す。なお、初期配置によって得られる各粒子の粒子数密度より全粒子の平均値を算出し、これを初期粒子数密度 n^0 とし、解析の全時間ステップにおいて、この値を使用する。

2.2. 粒子間相互作用モデル

前節で説明した重み関数と粒子数密度を用いて、粒子間相互作用モデルとして、gradient, divergence, Laplacian モデルをそれぞれ以下のように定義し、これらをベクトル微分演算子と等価なものとする。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\phi_j - \phi_i)(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0| |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (3)$$

$$\langle \nabla \cdot \boldsymbol{\psi} \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\boldsymbol{\psi}_j + \boldsymbol{\psi}_i) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0| |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (4)$$

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\phi_j - \phi_i)}{|\mathbf{r}_j^0 - \mathbf{r}_i^0|^2} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (5)$$

ここで、 d は空間次元数、 \mathbf{r}_i^0 と \mathbf{r}_j^0 はそれぞれ粒子 i と粒子 j の初期位置ベクトルを示す。また、 ϕ や $\boldsymbol{\psi}$ はそれぞれスカラー変数、ベクトル変数を示す。

2.3. MPS 法における変位の定式化

粒子間相対変位 \mathbf{u}_{ij} は次式で定義される。

$$\mathbf{u}_{ij} = \mathbf{r}_{ij} - (\mathbf{r}_{ij}^0)' = \mathbf{r}_{ij} - \frac{1}{2}(\mathbf{R}_i \mathbf{r}_{ij}^0 + \mathbf{R}_j \mathbf{r}_{ij}^0) \quad (6)$$

ここで、 \mathbf{r}_{ij} 、 \mathbf{r}_{ij}^0 、 $(\mathbf{r}_{ij}^0)'$ はそれぞれ粒子間相対位置ベクトル、初期粒子間相対位置ベクトル、修正初期粒子間相対位置ベクトル

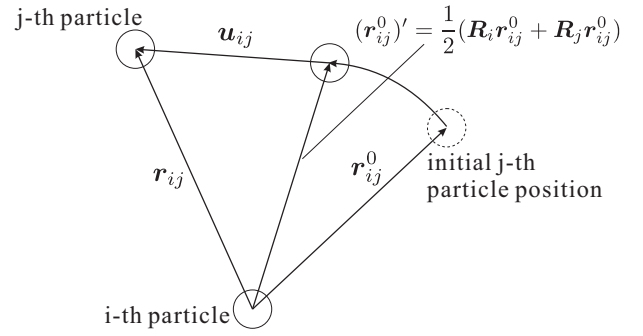


Fig. 1 Relative displacement between i-th and j-th particle.

を示す。また、 \mathbf{R}_i 、 \mathbf{R}_j はそれぞれ粒子 i と粒子 j の回転行列であり、それぞれ次のように与えられる。

$$\mathbf{R}_i = \begin{bmatrix} \cos \theta_i & -\sin \theta_i \\ \sin \theta_i & \cos \theta_i \end{bmatrix}, \mathbf{R}_j = \begin{bmatrix} \cos \theta_j & -\sin \theta_j \\ \sin \theta_j & \cos \theta_j \end{bmatrix} \quad (7)$$

ここで θ_i 、 θ_j はそれぞれ粒子 j に対する粒子 i 、粒子 i に対する粒子 j の相対回転角を示す。式 (6) の粒子間相対変位 \mathbf{u}_{ij} の計算の際に、回転行列により初期粒子間相対位置ベクトル \mathbf{r}_{ij}^0 を修正した修正初期粒子間相対位置ベクトル $(\mathbf{r}_{ij}^0)'$ を用いることで、せん断応力に起因する剛体回転成分の除去が可能となり、角運動量が保存された精度の良いひずみが得られる。参考のために、粒子間相対変位の概念図を Fig.1 に示す。なお、相対回転角 θ_i 、 θ_j の計算方法については 3.2 で述べる。

3. MPS 法による 2 次元直交異方性弾性波動問題の定式化

3.1. 並進に関する運動方程式の離散化

物体の変位ベクトルを $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ 、応力テンソルを $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}, t)$ 、ひずみテンソルを $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}, t)$ とし、物体力を無視すれば、時刻 t において線形弾性体は、以下の支配方程式を満足する。

$$\rho \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}, t) \quad (8)$$

$$\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{C} : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}, t) \quad (9)$$

ここで、 ρ は密度、 \mathbf{C} は弾性定数、 $(\dot{\cdot})$ は時間微分である。解析対象が 2 次元幾何座標系における x_1 - x_3 面内である直交異方性弾性体である場合、式 (9) は、Voigt 表記された弾性定数 $C_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, \dots, 6$) を用いて以下のように表現できる。

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{31} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{13} & 0 \\ C_{31} & C_{33} & 0 \\ 0 & 0 & C_{55} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{31} \end{Bmatrix} \quad (10)$$

式 (10) を式 (8) に代入し、変形に回転成分が含まれないことを考慮すると、次の運動方程式を得る。

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial v_1}{\partial t} = C_{13} \nabla \cdot ((\nabla u_1)_1 \mathbf{I}_1 + (\nabla u_3)_3 \mathbf{I}_1) + 2C_{55} \nabla^2 u_1 \\ \quad + (C_{11} - C_{13} - 2C_{55}) \nabla \cdot ((\nabla u_1)_1 \mathbf{I}_1) \\ \rho \frac{\partial v_3}{\partial t} = C_{13} \nabla \cdot ((\nabla u_1)_1 \mathbf{I}_3 + (\nabla u_3)_3 \mathbf{I}_3) + 2C_{55} \nabla^2 u_3 \\ \quad + (C_{33} - C_{13} - 2C_{55}) \nabla \cdot ((\nabla u_3)_3 \mathbf{I}_3) \end{cases} \quad (11)$$

ここで、 u_1, u_3 は、それぞれ変位ベクトル \mathbf{u} の x_1 方向および、 x_3 方向成分であり、 v_1, v_3 は変位成分 u_1, u_3 に対応する速度成分である。また、 $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_3$ はそれぞれ x_1 方向および、 x_3 方向の単位ベクトル、 $(\)_n$ は x_n 方向成分を表す。式 (11) のベクトル微分演算子に、式 (3), (4), (5) の粒子間相互作用モデルを適用することで、式 (11) の左辺の加速度を計算することができる。

3.2. 回転に関する運動方程式の離散化

先に述べた離散化では、角運動量保存則が成立しないため、せん断応力によって発生するモーメントを打ち消すために、粒子 i, j 間の回転に関する運動方程式を考慮する必要がある。粒子 i は、角速度を ω_i 、モーメントを N_i とすると、時刻 t において、2次元の場合、以下の角運動方程式を満足する。

$$I_i \dot{\omega}_i(t) = N_i(t) \quad (12)$$

ここで、 I_i は粒子 i の慣性モーメントである。粒子 i, j 間で計算される粒子 i が受ける力 \mathbf{F}_i は、式 (11) より得られる粒子 i の加速度 $\partial \mathbf{v}_i / \partial t$ を用いると、以下の式となる。

$$\mathbf{F}_i = \rho_i (l_0)^2 \left[\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} \right]_s \quad (13)$$

ここで、 ρ_i は粒子 i の密度、 l_0 は初期粒子間距離である。また、 $[\]_s$ は \mathbf{r}_{ij} に対してせん断方向の向きであることを表す。一方、粒子 j には同じ大きさの逆向きの力 \mathbf{F}_j が発生するので以下の関係が成立する。

$$\mathbf{F}_i = -\mathbf{F}_j \quad (14)$$

式 (13), 式 (14) を用いて、粒子 i 周りのモーメント M_i が求められる。モーメント M_i を打ち消すように逆回転のモーメントを粒子 i, j に等しく分配し、式 (12) に代入すると、以下の粒子 i と粒子 j についての回転に関する運動方程式が導かれる。

$$I_i \left(\frac{\partial \omega_i}{\partial t} \right) = I_j \left(\frac{\partial \omega_j}{\partial t} \right) = -\frac{1}{2} M_i \quad (15)$$

式 (15) より、角加速度 $\partial \omega_i / \partial t$ を計算することが出来る。

3.3. 時間に関する離散化

式 (11) より得られる加速度 $\partial \mathbf{v}_i / \partial t$ を用いれば、第 $k+1$ ステップにおける粒子 i の粒子速度 \mathbf{v}_i^{k+1} と粒子位置 \mathbf{r}_i^{k+1} は、それぞれ次のように更新することができる。

$$\mathbf{v}_i^{k+1} = \mathbf{v}_i^k + \Delta t \left(\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} \right) \quad (16)$$

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^k + \Delta t \mathbf{v}_i^{k+1} \quad (17)$$

ただし、 Δt は時間増分である。また、式 (15) より得られた角加速度 $\partial \omega_i / \partial t$ を用いれば、第 $k+1$ ステップにおける、それぞれ粒子 i の粒子角速度 ω_i^{k+1} と粒子相対回転角 θ_i^{k+1} は、次のように更新することができる。

$$\omega_i^{k+1} = \omega_i^k + \Delta t \left(\frac{\partial \omega_i}{\partial t} \right)_{\text{sum}} \quad (18)$$

$$\theta_i^{k+1} = \theta_i^k + \Delta t \omega_i^{k+1} \quad (19)$$

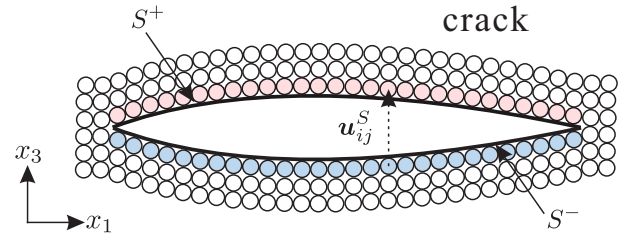


Fig. 2 Crack modeling by particles.

ここで、 $(\)_{\text{sum}}$ は粒子 i と影響半径 r_e 内のすべての近傍粒子 j の間で計算される式 (15) の角加速度を適宜、足し合わせたものを表す。式 (19) より、得られた粒子相対回転角を用いて、式 (7) の回転行列を計算することができる。

4. き裂開閉口を考慮した計算アルゴリズム

本節では、き裂の開閉口モデル化について簡単にまとめておく。第 k ステップ目のき裂開閉口の具体的な計算手順を説明する。初期状態では、き裂は閉口状態とする。Fig.2 に示すように、第 k ステップにおいて、き裂上面 S^+ を表す粒子及び下面 S^- を表す粒子間で、計算される上下面相対変位を $\mathbf{u}_{ij}^{S^k}$ とし、初期上下面相対変位を $\mathbf{u}_{ij}^{S^0}$ とする。ただし、き裂上面 S^+ を表す粒子及び下面 S^- を表す粒子は、初期状態から常に同じ粒子である。また、初期上下面相対変位 $\mathbf{u}_{ij}^{S^0}$ は、初期粒子間距離 l_0 と等しいものとする。第 k ステップにおいて、き裂上面 S^+ を表す粒子と下面 S^- を表す粒子間では、粒子間相互作用を無視して式 (11) における加速度を計算し、式 (17) における仮の粒子位置を決定する。それ以外の粒子間では、すべて連続として、加速度を計算し、仮の粒子位置を決定する。ただし、ここで述べる粒子間相互作用とは一般的な分子間相互作用ではなく、式 (1) を考慮した、MPS 法における粒子間相互作用モデルを適用したときに考えるべき相互作用であることに注意されたい。得られた仮の粒子位置より、上下面相対変位 $\mathbf{u}_{ij}^{S^k}$ を計算し、き裂面粒子の状態を判断する。 $\mathbf{u}_{ij}^{S^k} > \mathbf{u}_{ij}^{S^0}$ の場合、き裂は開口状態にあると判断し、 $\mathbf{u}_{ij}^{S^k} \leq \mathbf{u}_{ij}^{S^0}$ の場合、き裂は閉口状態にあると判断する。き裂が開口状態にあると判断した場合は、仮の粒子位置を第 k ステップ目の真の粒子位置として決定し、第 $k+1$ ステップに進み、き裂が閉口状態にあると判断した場合は、き裂面を連続として、き裂の上面 S^+ を表す粒子と下面 S^- を表す粒子間において、粒子間相互作用を考慮し、新たに全粒子の加速度を再計算し、第 k ステップ目の真の粒子位置を決定し、第 $k+1$ ステップに進む。なお、き裂が開口状態のとき、き裂面の応力はゼロとなり、閉口状態のとき、き裂面の応力と変位は連続となる。したがって、き裂開閉口の計算では、き裂面における接触境界条件⁽⁷⁾である separation, stick 状態を適用したことに相当する。

5. 数値解析例

以下、数値解析例を示す。まず、本解析で用いる解析パラメータを Table 1 に示す。また、解析対象は等方性鋼材及び一方向炭素繊維強化プラスチック (以下 CFRP) とする。等方性

Table 1 Numerical parameters.

| | | |
|---------------------------------|----------------------|----------------------|
| Dimension | $d[-]$ | 2 |
| Initial particle spacing | $l_0[\text{m}]$ | 5.0×10^{-5} |
| Initial particle number density | $n_0[-]$ | 6.53 |
| Time step size | $\Delta t[\text{s}]$ | 2.0×10^{-9} |
| Number of time steps | $n^{\text{max}}[-]$ | 10000 |
| Radius of influence | $r_e[\text{m}]$ | $2.1l_0$ |

Table 2 Material constants of steel and CFRP.

| | | Steel | CFRP |
|-------------------|------------------------------|-------|-------|
| Density | $\rho[\text{kg}/\text{m}^3]$ | 7850 | 1600 |
| Elastic constants | $C_{11}[\text{GPa}]$ | 282.7 | 125.5 |
| | $C_{13}[\text{GPa}]$ | 121.1 | 8.0 |
| | $C_{31}[\text{GPa}]$ | 121.1 | 8.0 |
| | $C_{33}[\text{GPa}]$ | 282.7 | 15.1 |
| | $C_{55}[\text{GPa}]$ | 80.8 | 6.5 |

鋼材及び CFRP の材料定数を Table 2 に示す。粒子間距離 l_0 、影響半径 r_e については、文献⁽¹²⁾等を参考にして、十分な精度が得られるように決定した。また、これらのパラメータが解析結果に与える影響については、文献⁽¹²⁾を参照されたい。参考のために、ここで用いる等方性鋼材、CFRP の群速度曲線をそれぞれ Fig.3(a), Fig.3(b) に示す。

5.1. 計算精度の確認

まず、MPS 法の精度を確認するために、き裂を持たない CFRP 中の 2 次元異方性弾性波動解析を行い、得られた数値解と FEM により得られた数値解との比較検討を行う。また、解析モデルの形状寸法は、Fig.4 のような長方形領域 50mm × 100mm とした。また、入射波は、解析モデルの上面中央に次のように与えた。

$$u^{\text{in}} = -\frac{u_0}{2}(1 - \cos 2\pi\alpha)$$

$$\alpha = \begin{cases} \frac{n\Delta t}{T} & \text{for } (0 \leq \alpha \leq 1) \\ 0 & \text{for } (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (20)$$

ここで、 n はステップ数、 u_0 は振幅、 T は周期である。ただし、実際の解析では、 $T = 5.0 \times 10^{-7}(\text{s})$ (中心周波数 2MHz に相当) としている。Fig.5(a)-(h) に、それぞれ時間ステップ数 $n = 1250, 2500, 3750, 5000, 6250, 7500, 8750, 10000$ における全変位場の絶対値 $|\mathbf{u}|/u_0$ を示す。Fig.5(a)-(h) より、qP 波は Fig.3(a) のように等方に広がらず、横長の楕円状に伝搬し、qS1 波は縦長の楕円状に伝搬する様子が確認できる。この傾向は、Fig.3(b) の群速度曲線と一致する。また、Fig.5(c)-(h) より、境界からの反射

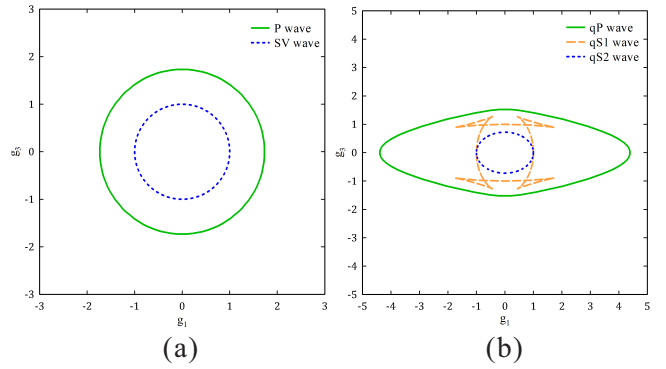


Fig.3 Group velocity curves (a)Steel (b)CFRP.

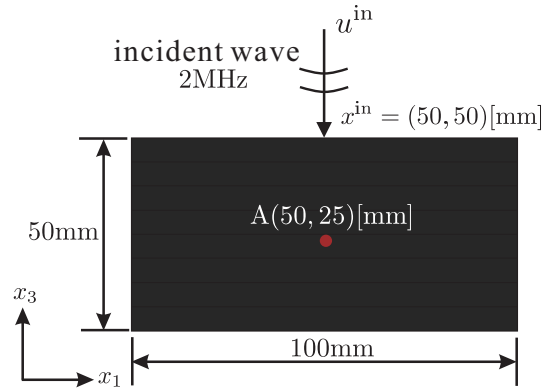


Fig.4 Analysis model (CFRP).

qP 波及び反射 qS1 波の伝搬が見て取れる。したがって、自由反射境界の再現ができていけると言える。以上のことから、本手法は定性的ではあるが、CFRP における波動伝搬現象を再現出来たとと言える。また、本手法により得られた数値解と FEM により得られた数値解を比較した結果を Fig.6 に示す。Fig.6 は、Fig.4 のモデル中央部 A 点における変位の絶対値 $|\mathbf{u}|/u_0$ の時間変化を示している。MPS 法による数値解は、FEM による数値解と概ね一致しており、MPS 法の妥当性が示された。

5.2. き裂開閉口を考慮した超音波散乱解析

次に、前節で述べたき裂開閉口を考慮した解析結果を示す。解析モデルの形状寸法は、Fig.7 のような長方形領域 50mm × 100mm とした。また、き裂中心は底面中央から高さ 37.5mm の位置に設置し、き裂の長さは 2mm とした。入射波は、解析モデルの上面中央に次のように与えた。

$$u^{\text{in}} = -u_0 \sin 2\pi\alpha$$

$$\alpha = \begin{cases} \frac{n\Delta t}{T} & \text{for } (0 \leq \alpha \leq 5) \\ 0 & \text{for } (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (21)$$

ここで、 n はステップ数、 u_0 は振幅、 T は周期である。

5.2.1. 等方性鋼材の場合

まず、等方性鋼材中のき裂開閉口を考慮した超音波散乱解析の結果を示す。ただし、変位振幅 $u_0 = 10.0 \times 10^{-9}(\text{m})$ 、周期 $T = 5.0 \times 10^{-7}(\text{s})$ としている。入射波を与えた場合の Fig.7 の A 点で観測される透過波 u_3 の時刻歴波形を Fig.8 に赤線

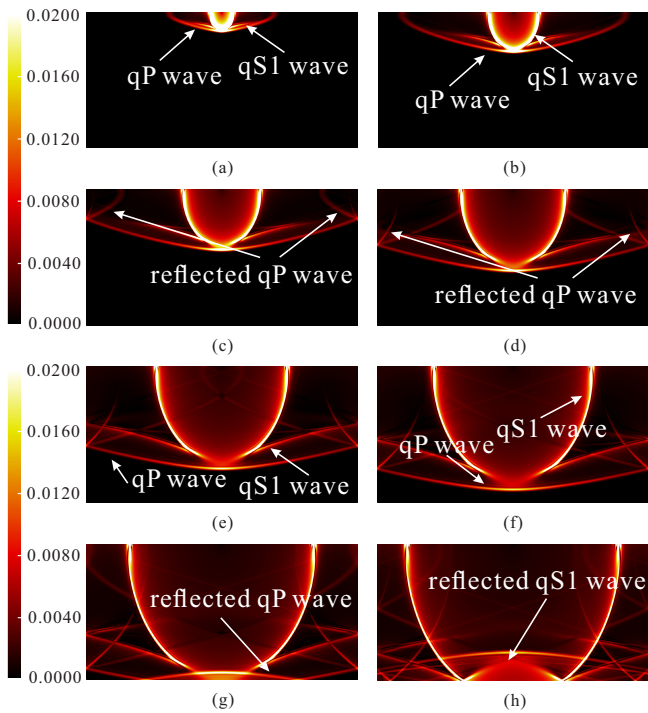


Fig. 5 Snapshots of displacement fields (a) $n = 1250$ (b) $n = 2500$ (c) $n = 3750$ (d) $n = 5000$ (e) $n = 6250$ (f) $n = 7500$ (g) $n = 8750$ (h) $n = 10000$.

で示す。比較のため、き裂が存在しない場合の結果を青線で示してある。Fig.8より、き裂開閉口が存在する場合は、き裂が存在しない場合と比較し、波形が歪んでいることが見て取れる。一方、Fig.9はFig.8におけるそれぞれの波形のフーリエスペクトルを示している。ただし、縦軸は2MHzのピーク値で正規化していることに注意されたい。いずれの場合においても、入射波の中心周波数である2MHzにおいて、スペクトルのピークが卓越していることがわかる。また、き裂が存在しない場合では、その他の周波数成分の割合はピーク値である2MHzを境になだらかに減少する。一方で、き裂開閉口を考慮した場合は、入射超音波の中心周波数2MHzの2倍、3倍に対応する4MHz、6MHzにおいてピークを確認することができ、2次、3次高調波が発生していることがわかる。MPS法は、既往の研究⁽⁷⁾で用いた時間領域境界要素法に比べ、数学的な厳密性で劣る。しかしながら、4節で示した単純なき裂開閉口モデルを用いたMPS法でも高調波を再現できており、今後のさらなる検討結果によっては、非線形超音波シミュレーションに有効な一手法となる可能性も秘めていると言える。

5.2.2. CFRPの場合

次に、CFRP中のき裂開閉口を考慮した超音波散乱解析の結果を示す。ただし、変位振幅 $u_0 = 10.0 \times 10^{-9}$ (m)、周期 $T = 10.0 \times 10^{-7}$ (s)(中心周波数1MHzに相当)としている。入射波を与えた場合のFig.7のA点で観測される透過波 u_3 の時刻歴波形をFig.10に赤線で示す。また、比較のため、き裂が存在しない場合の結果も青線で示してある。Fig.10より、き裂開閉口が存在する場合は波形が歪んでいることが見て取れる。一方、Fig.11はFig.10における結果のフーリエスペクトルを

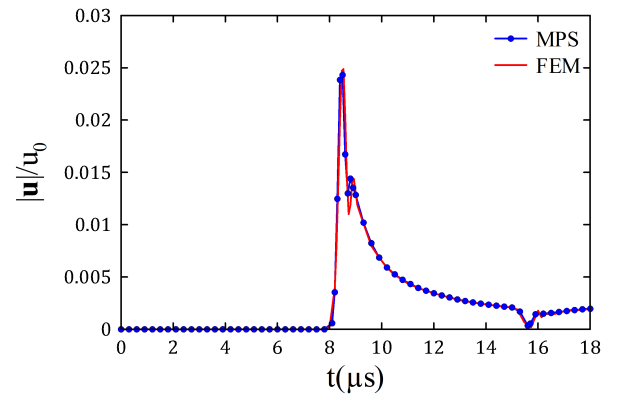


Fig. 6 $|u|/u_0$ at A of Fig.4 obtained by MPS and FEM.

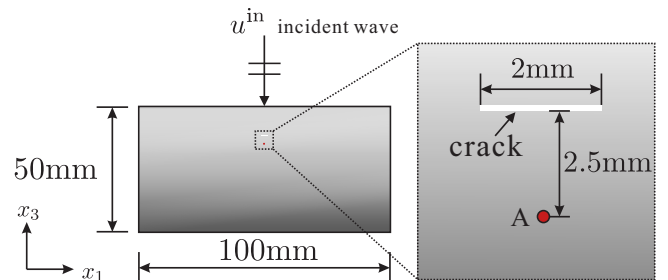


Fig. 7 Analysis model for the simulation of nonlinear ultrasonic testing.

示している。ただし、縦軸は1MHzのピーク値で正規化していることに注意されたい。いずれの場合においても、入射波の中心周波数である1MHzにおいて、スペクトルのピークが卓越していることがわかる。また、き裂が存在しない場合では、その他の周波数成分の割合はピーク値である1MHzを境になだらかに減少する。一方で、き裂開閉口を考慮した場合は、入射超音波の中心周波数1MHzの2倍、3倍に対応する2MHz、3MHzにおいてピークを確認することができ、2次、3次高調波が発生していることがわかる。これらの傾向からCFRPにおいても等方性鋼材と同様に、MPS法を用いた非線形超音波シミュレーションの適用が可能であると考えられる。

6. まとめ

MPS法を用いた非線形超音波法における高調波励起シミュレーションを行った。等方性鋼材、CFRP共に開閉口き裂がある場合は高調波の発生を確認できた。時間領域境界要素法は非線形超音波シミュレーションに有効ではあるが、発生機構が未知な分調波シミュレーションを行う場合、解析スキームが陽的なMPS法を用いた方が、計算負荷が小さいため、様々な状況をトライアルしやすいとも考えられる。今後は、き裂面の滑りや粗さ、形状等も考慮した、より複雑な非線形超音波シミュレーションについて取り組む予定である。

謝辞

本研究はH27-H29年度科学研究費補助金挑戦的萌芽研究15K14018の支援の下行われた。

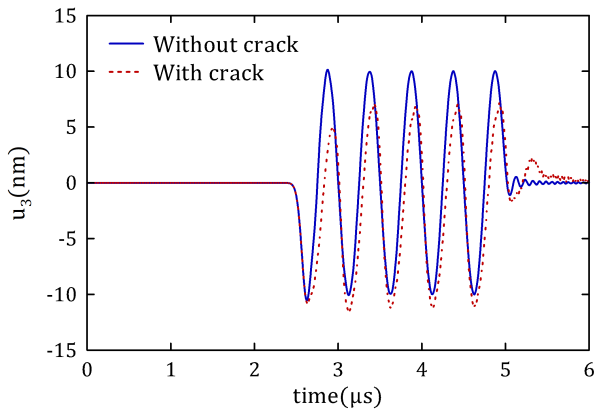


Fig. 8 Time history of u_3 components of transmitted waves in the isotropic steel.

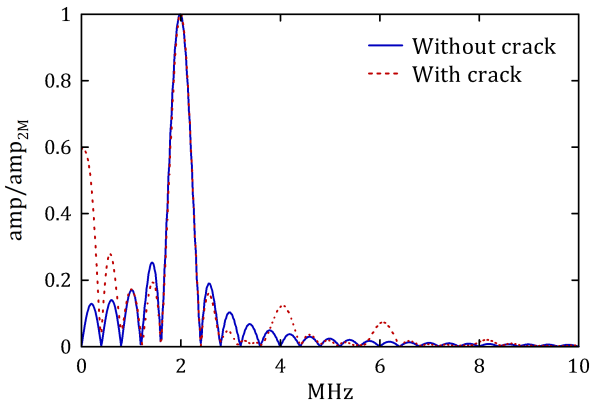


Fig. 9 Fourier spectrums of the transmitted waves in the isotropic steel.

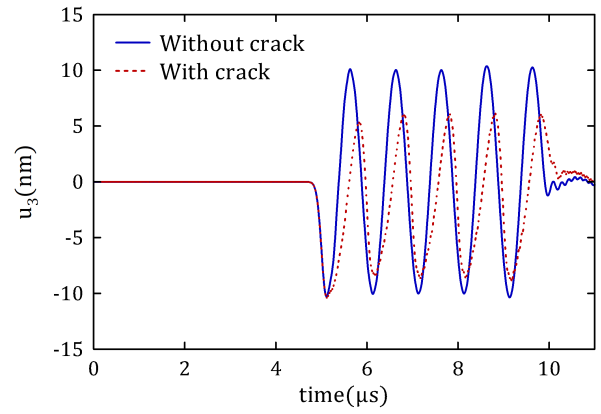


Fig. 10 Time history of u_3 components of transmitted waves in the CFRP.

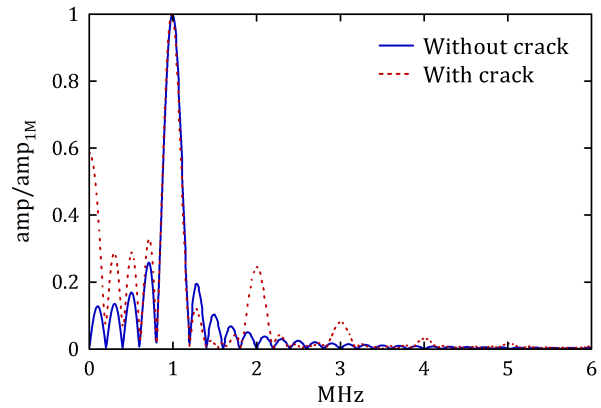


Fig. 11 Fourier spectrums of the transmitted waves in the CFRP.

参考文献

- (1) 非破壊検査, 検査と材料評価, 特集 非線形超音波法による非破壊検査・評価 V, **64**, No.12(2015), 社) 日本非破壊検査協会.
- (2) H. Yamawaki: 1-Dimensional analysis of ultrasound at closed interface of solid, *Journal of physics : conference series*, (2014), 012020-1-012020-4.
- (3) A. Ibrahim, K. Nakahata, H. Yamawaki, I. Watanabe: One dimensional EFIT modeling and experimental validation of dynamic interfacial bonding, *Mechanical engineering letters*, **3**, (2017), 16-00605-1 10.1299/mel.16-00605.
- (4) 斎藤隆泰・石田貴之・福井卓雄・廣瀬壯一: 演算子積分法および高速多重法を用いた新しい二次元時間領域動弾性境界要素法について, 応用力学論文集, 土木学会, **11**(2008), pp.193-200.
- (5) 斎藤隆泰・中畑和之・古田雄輔・廣瀬壯一: 時間域境界要素法を用いた非線形超音波法における高調波の励起シミュレーション, 計算数理工学論文集, **9**(2009), pp.31-36.
- (6) T. Saitoh, K. Nakahata and S. Hirose: Improved time-domain BEM analysis for a solid-solid interface with contact boundary conditions, *Theoretical and Applied Mechanics Japan*, **58**(2010), pp.9-17.
- (7) 斎藤隆泰・古田雄輔・廣瀬壯一・中畑和之: 2次元動弾性時間領域境界要素法を用いた非線形超音波法における高調波の励起シミュレーション, 土木学会論文集 A2(応用力学), **67**(2011), No.2, pp.161-169.
- (8) 丸山泰蔵・斎藤隆泰・廣瀬壯一: CQ-BEMを用いた非線形超音波の3次元シミュレーション, 土木学会論文集 A2(応用力学), **70**(2014), pp.235-246.
- (9) S. Hirose, and J. D. Achenbach: Higher harmonics in the far-field due to dynamic crack-face contacting, *J. Acoust. Soc. Am.*, **93**(1993), pp.142-147.
- (10) K. Yamanaka, T. Mihara, and T. Tsuji: Evaluation of closed cracks by model analysis of subharmonic ultrasound, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**(2004), pp.3082-3087.
- (11) 越塚誠一: 粒子法 計算力学レクチャーシリーズ 5, (2005), 丸善株式会社.
- (12) 岩本哲也・小野祐輔: 弾性波伝搬問題に対する粒子法の適用性, 応用力学論文集, 土木学会, **12**(2009), pp.611-622.
- (13) 北村隆行: 分子動力学シミュレーションの材料力学への応用, 日本ゴム協会誌, **72**(1999), No.11, pp.639-646.