応用力学論文集 Vol.7,pp.77-82　(2004年8月)　　土木学会

レーザ計測による水平・鉛直超音波速度波形データを用いたクラック決定解析の精度検証

Verification of crack determination
using laser-measured horizontal and vertical velocity waveforms of ultrasound

吉川仁*・大田祐貴**・西村直志***
Hitoshi YOSHIKAWA, Yuki OHTA, and Naoshi NISHIMURA

*正会員　工博　京都大学大学院 助手 工学研究科 社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)
**非会員　京都大学大学院 工学研究科 社会基盤工学専攻
***正会員　工博　京都大学学術情報メディアセンター 教授 コンピューティング研究部門

The authors have been investigating an inverse problem of determining the position and the shape of unknown cracks in a material using velocity waveform data of the ultrasound measured with a laser interferometer. In our previous works, however, only the vertical velocities have been utilized in the crack determination, despite the fact that the horizontal and vertical velocities on the surface of the material are calculated numerically using time domain elastodynamic BIEM in 3D. We measure the particle velocities from the directions tilted from the normal direction to obtain both the horizontal and vertical velocities using the vector decomposition rules for these velocities. We can determine the unknown cracks more accurately using the horizontal and vertical velocity waveforms than using only the vertical velocity waveforms.

Key Words : *ultrasonic testing, NDE, crack determination, laser measurement, time domain BIEM, elastodynamics*

1. 序論

著者らは、超音波-レーザ計測による波形データを用いた非破壊評価法についての研究を行ってきている[1),2),3),4),5)]。一般的に行われている超音波計測 (パルス反射法) では、超音波の発信、受信を一つあるいは二つの超音波トランスデューサで行う[6)]。しかし、超音波トランスデューサからの出力は、明確な物理量で表せないため、出力波形の到達時間や、減衰、周波数特性といった僅かな情報しか逆解析に利用できていない。著者らが提案している超音波-レーザ計測では、超音波の発信にトランスデューサを、受信にレーザ干渉計を用いる (**図-1**)。レーザ干渉計を用いれば、対象材料表面の粒子速度を計測できるため、レーザ干渉計からの出力波形を欠陥・クラックの位置形状決定解析に利用できる。

欠陥・クラック決定解析には、欠陥・クラックからの散乱波を含んだ波形データが用いられるが、これらの波形は欠陥・クラックの位置や形状だけでなく、超音波トランスデューサからの入射波波形にも依存する。計測波形データを用いた欠陥・クラック決定解析を行う場合、超音波トランスデューサからの入射波波形を既知データとして与える必要がある。しかし、トランスデューサからの入射波を直接計測する事は不可能なため、計測時間内に欠陥・クラックからの散乱波の影響を受けない計測波形データ (入射波波形のみに依存する) から、 超音波トランスデューサの特性を同定する逆解析を行う必要がある。つまり、超音波-レーザ計測による波形データを用いた欠陥・クラック決定解析では、次の二つの逆解析を行う。

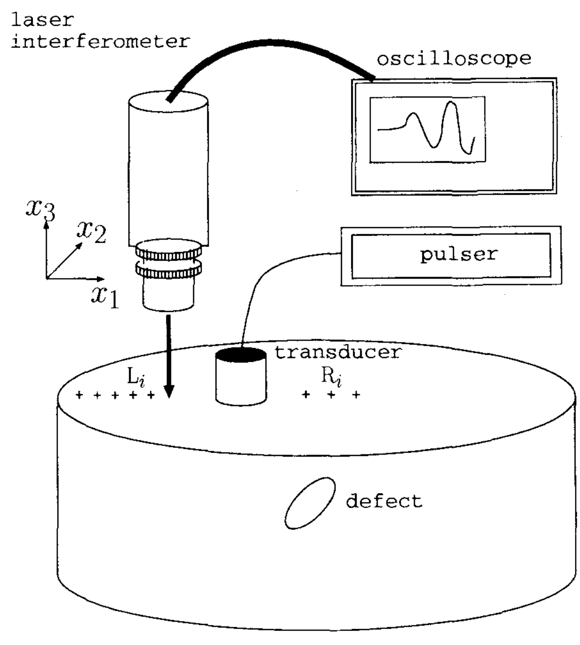


図-1　超音波-レーザ計測

¶ Dedicated to the memory of Prof. Michihiro KITAHARA

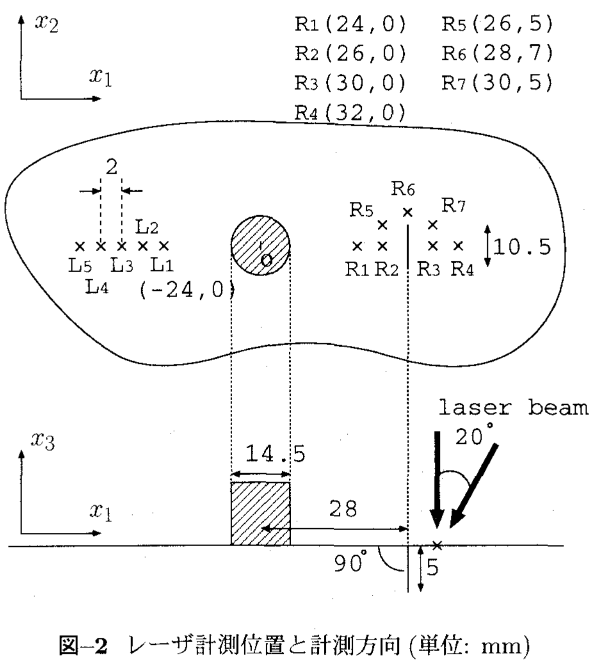
1. 超音波トランスデューサ特性同定解析
   超音波トランスデューサが供試体に及ぼす作用を時間変動を伴う鉛直方向の力 (以下、トランスデューサ等価力と呼ぶ) に等価する。計測時間内に欠陥・クラックからの散乱波の影響を受けない供試体表面上の計測点 (**図–1** 中の点 L_i) で得られた波形データを用いて、トランスデューサ等価力を決定する。
2. 欠陥・クラック決定解析
   復元されたトランスデューサ等価力と、欠陥・クラックからの散乱波の影響を受ける供試体表面上の計測点 (**図–1** 中の点 R_i) で得られた波形データを用いて、欠陥・クラックを決定する。具体的には、欠陥・クラックを形状パラメータで表し、復元されたトランスデューサ等価力を境界条件の一部とする初期値境界値問題を 3 次元時間域動弾性境界積分方程式法[7] (Boundary Integral Equation Method, 以下、BIEM) を用いて数値的に解く。得られた計測点 R_i における数値解と計測波形データとの差からなるコスト関数を導入し、コストを最小とする形状パラメータを求め欠陥・クラックを決定する。

著者らは、これまで円柱形の内部欠陥や表面クラックを持つ円柱形のアルミニウム合金製の供試体を用いて供試体表面 (これを x_1x_2 平面とする) の法線方向 (x_3 方向) からレーザ計測を行い、得られた速度波形データから円柱形欠陥や表面クラックの位置・形状を決定してきた[3),4),5)]。しかし、これらの欠陥・クラック決定解析では、3 次元時間域動弾性 BIEM により供試体表面の粒子速度の 3 成分が計算されるにもかかわらず、計測点における粒子速度の計測値と数値解の鉛直方向成分の比較しか行われていない。水平速度成分をレーザ計測で得るには、同一の計測点でレーザを法線方向と、法線方向からある一定角度傾けた方向から照射し、水平速度成分を取り出す方法が考えられる。しかし、これまで計測に使用していたレーザ干渉計では、レーザ照射方向が法線方向から少しでも傾くと、対象物からの散乱レーザ光の受光量が減少し、安定したレーザ計測が行えないといった問題が生じていた。ここ数年、レーザ干渉計の性能が向上し、法線方向からある程度角度をつけた方向からでも、安定したレーザ計測が行えるようになった。

そこで、本論文では、性能の向上したレーザ干渉計を用いて超音波–レーザ計測を行い、供試体表面に対して斜め方向からレーザ計測を行う事で、水平方向速度成分の計測が可能であるかを確認する。また、そのようにして得られた水平・鉛直速度波形データを用いてクラック決定解析を実行し、その精度を検証する事を目的とする。まず、クラック決定解析に必要な水平・鉛直速度波形データを得るための超音波–レーザ計測について説明する。次に、これまで行ってきた鉛直速度波形データのみを用いるクラック決定解析を簡単に説明し、実際の計測波形データを用いてクラックを決定する逆解析を行う。最後に、水平・鉛直速度波形データを用いたクラック決定解析を行い、鉛直速度波形データのみを用いた逆解析とのクラック決定の精度を比較する。

2. 超音波–レーザ計測

深さ 5mm、傾斜角度 90 度の長方形の表面クラックを持つアルミニウム合金製 (P 波速度: $c_L = 6380$ m/s, S 波速度: $c_T = 3180$ m/s) の円柱形供試体 (半径 100mm、厚さ 50mm) を用いて、表面クラックの深さ d(mm)、傾斜角度 θ(度) を速度波形データから決定する問題を考える。逆解析に必要な水平・鉛直超音波速度波形データを得るために、次の超音波–レーザ計測を行う。供試体に超音波トランスデューサ (SONIX NF00513, 振動面の半径 $r_{\rm tra} = 7.25$ mm, 中心周波数 500KHz) を取り付ける。なお、カップラントにはシリコングリースを使用する。パルサ (RITEC SP-801) を用いて 500KHz のスクウェアパルスを超音波トランスデューサに入力し、供試体内に弾性波動場を形成する。また、供試体表面粒子の速度計測は、レーザ干渉計 (小野測器 LV-1710 高周波計測用改良型) を用いて、**図–2** の点 L_{1-5}, R_{1-7} において、供試体表面の法線方向と、法線方向から x_1, x_2 方向に $\phi = 20$ 度傾けた方向から行った。なお、供試体は十分大きく計測時間 ($\Delta T = 9.75\mu s$) 内には、供試体の底面、側面からの反射波の影響は現れない。また、S/N 比向上のため、オシロスコープの平均化の機能を利用し 5000 回の計測データの加算平均を取ったデータを解析に利用する。



図–2 レーザ計測位置と計測方向 (単位: mm)

点 R_i での粒子速度を $\boldsymbol{V}^{R_i}(t)$ とすると、法線方向からのレーザ計測により $V_3^{R_i}(t)$ が得られる。また、法線方向から x_1, x_2 方向に $\phi = 20$ 度傾けた方向からのレーザ計測により得られた速度を $V_{T_1}{}^{R_i}(t), V_{T_2}{}^{R_i}(t)$ とする。ここで、

$$\underbrace{V_{T_j}^{R_i}(t)}_{\text{measured}} = V_j^{R_i}(t)\sin\phi + \underbrace{V_3^{R_i}(t)}_{\text{measured}}\cos\phi$$

$$V_j^{R_i}(t) = \frac{V_{T_j}^{R_i}(t) - V_3^{R_i}(t)\cos\phi}{\sin\phi}, \quad (j=1,2) \quad (1)$$

であり、式 (1) から水平速度成分 $V_j^{R_i}(t)$, $(j=1,2)$ が得られる。点 L_i での、粒子速度 $\boldsymbol{V}^{L_i}(t)$ についても、同様に水平方向速度成分を得る事ができる。なお、トランスデューサ等価力が周方向に一定となるように、トランスデューサを供試体に取り付けている。x_1 軸上の点である計測点 L_i においては、$V_{T_2}^{L_i}$ は 0 となるため、x_2 軸方向に傾けた方向からの速度計測は行っていない。また、レーザ計測方向の法線方向からの角度 ϕ を大きく取る程、計測誤差の影響が減り、水平方向速度成分を正確に得られる事は式 (1) より明らかである。しかし、ϕ を大きくすれば、レーザ干渉計の受光量が減少し安定したレーザ計測が行えない。これらの事をふまえ、今回の計測では、$\phi = 20$ 度とした。また、レーザ干渉計に対物レンズを取り付け、焦点距離を短くする事で、レーザ計測に支障を来さない程度の受光量を確保した。

3. 鉛直方向速度成分を用いたクラック決定解析

超音波-レーザ計測により得られた水平・鉛直速度波形データのうち、鉛直速度波形データのみを用いて表面クラックの深さ d(mm) と傾斜角度 θ(度) を決定する逆解析を行い、その精度を確認する。

始めに、トランスデューサ接触面の中心から半径 2.72mm の円領域 (∂D_{t_1}) にトランスデューサ等価力 p_1 が、残りの領域 (∂D_{t_2}) にトランスデューサ等価力 p_2 が作用していると仮定する (**図–3**)。このとき、**図–2** の点 L_{1-5} で計測された鉛直速度波形データ $V_3^{L_i}(t)$ は次式で表される。

$$\underbrace{V_3^{L_i}(t)}_{\text{measured}} = \sum_{j=1}^{2}\int_0^t k_3^{ij}(t-s)\,\underbrace{\dot{p}_j(s)}_{\text{unknown}}\,ds, \quad (i=1,\ldots,5) \quad (2)$$

ここで、'$(\dot{\ })$' は時間微分、$\boldsymbol{k}^{ij}(t)$ は $p_j(t) = \delta(t)$ としたときの点 L_i での変位であり、Lamb の解を ∂D_{t_j} で積分し求められる。Lamb の解[8),9)]は、3 次元半無限領域 $x_3 \geq 0$ において原点に x_3 方向に大きさ $FH(t)$ ($H(t)$ は Heaviside 関数) の集中荷重が加えられたときの $x_3 = 0$ 上の点での変位の解析解であり、原点から距離 r の点での変位の法線成分 u_z は次のように表される。

$$u_z(\tau) = 0, \quad \tau < c_T/c_L$$

$$u_z(\tau) = -\frac{F}{2\pi\mu r}\left[\frac{1}{4(1-c_T^2/c_L^2)} + \sum_{i=1}^{2}\frac{K_i(1-2w_i^2)^2\left((c_T^2/c_L^2)-w_i^2\right)^{1/2}}{(\tau^2-w_i^2)^{1/2}} + \frac{K_3(1-2w_3^2)^2(w_3^2-c_T^2/c_L^2)^{1/2}}{(w_3^2-\tau^2)^{1/2}}\right], \quad c_T/c_L < \tau < 1$$

$$u_z(\tau) = -\frac{F}{\pi\mu r}\left[\frac{1}{4(1-c_T^2/c_L^2)} + \frac{K_3(1-2w_3^2)^2(w_3^2-c_T^2/c_L^2)^{1/2}}{(w_3^2-\tau^2)^{1/2}}H(\gamma-\tau)\right], \quad \tau > 1$$

$$K_i = -\frac{1}{16[1-(c_T^2/c_L^2)](\xi_i^2-\xi_j^2)(\xi_i^2-\xi_k^2)}, \quad i \neq j \neq k$$

$$\tau = \frac{c_T t}{r}$$

ここに、$\gamma = w_3 > 1$ で、ξ_i および w_i は次式を満たす。

$$-16\xi^6[1-(c_T^2/c_L^2)] + 8\xi^4[3-2(c_T^2/c_L^2)] - 8\xi^2 + 1 = 0$$

$$(1-2w^2)^2 + 4w^2(w^2-1)^{1/2}(w^2-(c_T^2/c_L^2))^{1/2} = 0$$

式 (2) を $\dot{p}_j$ について解き、トランスデューサ等価力を復元した (**図–4**)。

次に、表面クラックの深さ d(mm), θ(度) を形状パラメータとし、復元されたトランスデューサ等価力の時間微分 $\dot{p}_1(t), \dot{p}_2(t)$ を境界条件の一部とする未知の速度場 $\boldsymbol{v}$ に関する次の初期値境界値問題を解く。

$$\mu v_{i,kk} + (\lambda+\mu)v_{k,ik} = \rho\ddot{v}_i \quad \text{in } D\times(t>0) \quad (3)$$

$$(\mathrm{T}\boldsymbol{v})_i = -\dot{p}_j(t)h_i \ \text{on } \partial D_{t_j}\times(t>0)$$

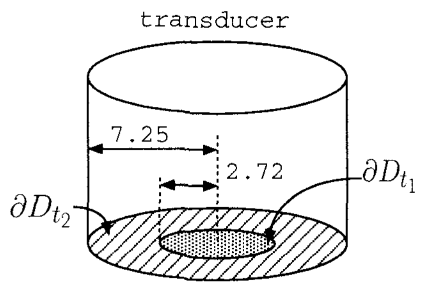
$$(\mathrm{T}\boldsymbol{v})_i = 0 \ \text{ on } (\partial D\setminus\partial D_{t_j})\times(t\geq 0)$$

$$(\mathrm{T}\boldsymbol{v})_i^{\pm} = 0 \ \text{ on } S\times(t\geq 0)$$

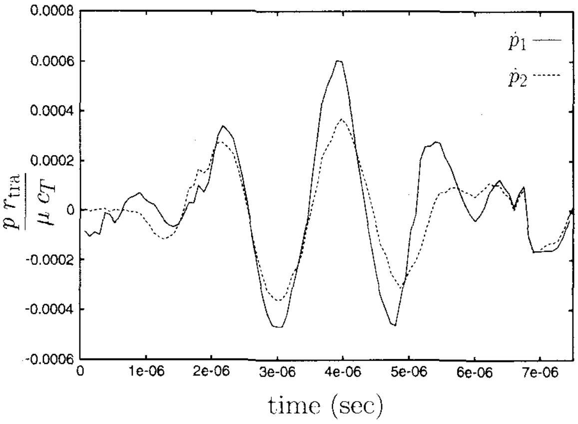
$$v_i|_{t=0} = \dot{v}_i|_{t=0} = 0 \ \text{ in } D$$

$$\dot{\varphi}_i = v_i^+ - v_i^- = 0 \ \text{ on } \partial S$$

ここで、$(\ )_{,i} = \dfrac{\partial}{\partial x_i}$、$\lambda, \mu$ は Lamé 定数、T はトラクション作用素、$\boldsymbol{h}$ は境界の外向き単位法線ベクトル、$+(-)$ はクラックの単位法線ベクトルの正（負）の側からの極限値、$\boldsymbol{\varphi}$ はクラックの開口変位を表す。また、D は形状パラメータ d, θ で記述された表面クラック S(クラック S のティップを ∂S で表す) を有する半無限の弾性体で、∂D はその境界である。式 (3) に対応する境界積分方程式は、$\boldsymbol{x}$ が境界 ∂D 上にある場合には次のよ



図–3 $p_1(t), p_2(t)$ の分布 (単位: mm)



図–4 トランスデューサ等価力 : $\dot{p}_1(t), \dot{p}_2(t)$

うに書ける。

$$\frac{1}{2}\boldsymbol{v}(\boldsymbol{x},t) = \int_{\partial D} \Gamma(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t) * \mathrm{T}\boldsymbol{v}(\boldsymbol{y},t)dS - \mathrm{v.p.}\int_{\partial D} \Gamma_I(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t) * \boldsymbol{v}(\boldsymbol{y},t)dS + \int_S \Gamma_I(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t) * \dot{\boldsymbol{\varphi}}(\boldsymbol{y},t)dS,\ \boldsymbol{x}\in\partial D \quad (4)$$

また、$\boldsymbol{x}$ がクラック S 上にある場合には次のように書ける。

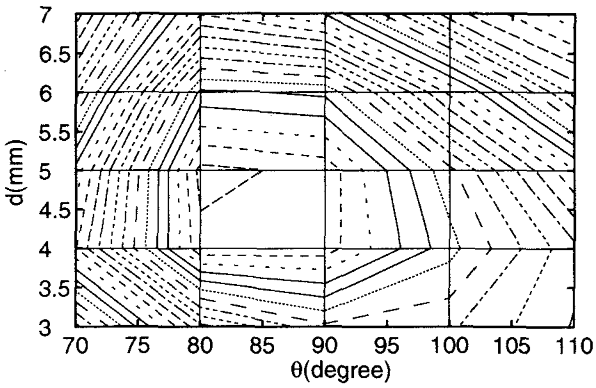
$$0 = \int_{\partial D} \mathrm{T}\Gamma(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t) * \mathrm{T}\boldsymbol{v}(\boldsymbol{y},t)dS - \int_{\partial D} \mathrm{T}\Gamma_I(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t) * \boldsymbol{v}(\boldsymbol{y},t)dS + \mathrm{p.f.}\int_S \mathrm{T}\Gamma_I(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t) * \dot{\boldsymbol{\varphi}}(\boldsymbol{y},t)dS,\ \boldsymbol{x}\in S \quad (5)$$

ここに、'$*$' は時間に関する畳み込み積分で $f(t)*g(t) = \int f(t-s)g(s)ds$、v.p. は Cauchy の主値、p.f. は発散積分の有限部分を表す。$\Gamma(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t)$, $\Gamma_I(\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},t)$ はそれぞれ動弾性問題の基本解[7]と二重層核である。

表面クラックに近い供試体表面上の計測点 R_{1-7}(**図–2**) における粒子速度を数値的に求め、数値解 $\boldsymbol{v}^{R_i}$ と計測された鉛直速度波形データ $V_3^{R_i}(t)$ との差からなるコスト関数 J

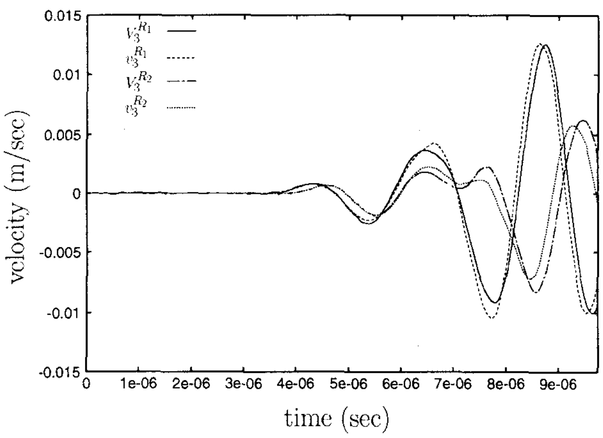
$$J = \sum_{i=1}^{7}\sum_{m}\left(V_3^{R_i}(m\Delta t) - v_3^{R_i}(d,\theta,m\Delta t)\right)^2$$

を導入し、コストを最小にする形状パラメータ d,θ を決定する。ここで、Δt は時間域の離散化を行う際の時間ステップ幅で、$\Delta t = 0.075(\mu s)$。**図–5** に形状パラメータ d,θ とコスト J の等高線を示す。**図–5** より、(d,θ)=(5mm,80 度) 付近でコストが最小となり、満足のいく精度でクラックが決定できているとは言えない。



図–5 コスト J の等高線

クラック決定の精度を検証するために、形状パラメータに正解 (d,θ)=(5mm,90 度) を与え初期値境界値問題を解き、**図–2** の点 R_{1-7} における粒子速度の法線方向成分の数値解と計測値を比較した。**図–6** に点 R_1, R_2 での粒子速度の法線方向成分の数値解と計測値を示す。



図–6 点 R_1, R_2 における粒子速度の法線方向成分 ($V_3^{R_i}$: 計測値、$v_3^{R_i}$: 数値解)

図–6 より、点 R_1, R_2 では 6.0(μs) 過ぎから計測値と数値解に差が生じ始めている事がわかる。これらの時

刻は、トランスデューサからの波動の S 波成分が各点に到達する時刻に相当する。時間域動弾性 BIEM において、供試体表面とクラックをメッシュ分割し空間域には区分一定の離散化を、時間域については区分線形の離散化を行っている。P 波に比べ S 波は波数が大きく、その挙動を正確に数値的に求める事は困難である。計測による誤差に加え、数値解析の精度の問題が原因で、各計測点での S 波到達時刻以降の計測値と数値解とに差が生じ、形状パラメータに正解を与えてもコストが最小にならない。

4. クラック決定解析の精度について

クラック決定解析に水平速度波形データを用いる事が、クラック決定解析の精度向上の見込みがあるかを検証する。

円筒座標系で表された Lamb の解の鉛直方向成分 u_z と半径方向成分 u_r とを比較する。ここで、Lamb の解の半径方向成分 u_r は次のように表される。

$$u_r(\tau) = 0, \quad \tau < c_T/c_L$$

$$\begin{aligned} u_r(\tau) = & \frac{2F\tau}{\pi^2\mu(1-c_T^2/c_L^2)^{1/2}r}\left[\frac{1}{8(1-c_T^2/c_L^2)}K(k)\right. \\ & \left.+\sum_{i=1}^{3}K_i(1-2w_i^2)(1-w_i^2)\Pi(n_ik^2,k)\right], \\ & c_T/c_L<\tau<1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_r(\tau) = & \frac{2F\tau}{\pi^2\mu(1-c_T^2/c_L^2)^{1/2}rk}\left[\frac{1}{8(1-c_T^2/c_L^2)}K(1/k)\right. \\ & \left.+\sum_{i=1}^{3}K_i(1-2w_i^2)(1-w_i^2)\Pi(n_i,1/k)\right] \\ & +\frac{AF\tau}{2\pi\mu r(\tau^2-\gamma^2)^{1/2}}H(\tau-\gamma), \quad \tau>1 \end{aligned}$$

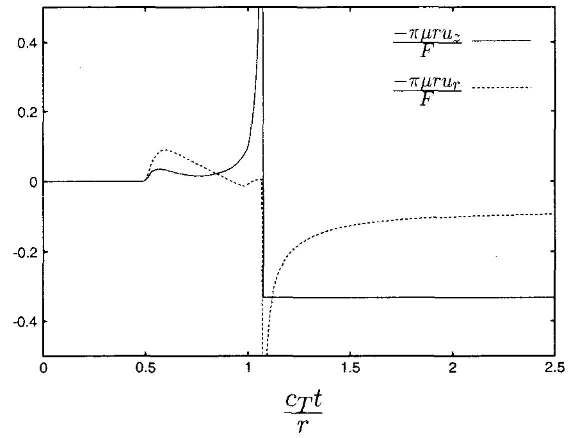
$$K(k) = \int_0^{\pi/2}\frac{dx}{(1-k^2\sin^2 x)^{1/2}}$$

$$\Pi(n,k) = \int_0^{\pi/2}\frac{dx}{(1+n\sin^2 x)(1-k^2\sin^2 x)^{1/2}}$$

$$k^2(\tau) = \frac{\tau^2-c_T^2/c_L^2}{1-c_T^2/c_L^2}$$

$$n_i = \frac{1-c_T^2/c_L^2}{c_T^2/c_L^2-w_i^2}$$

また、アルミニウム供試体の Poisson 比 $\nu = 0.3347$ を代入し求められた u_z, u_r を**図–7** に示す。**図–7** より、半無限領域に鉛直方向の荷重が加えられた時、境界面においては、水平方向成分が鉛直方向成分に比べより多くの P 波成分を含む事がわかる。また、時間域動弾性 BIEM による数値解析では、P 波の挙動については、かなりの精度で表現できている (**図–6**) ため、P 波の挙動が大きく現れる水平方向成分をクラック決定解析に用いれば、クラック決定解析の精度の向上が期待できる。



図–7 Lamb の解: u_z, u_r

5. 水平・鉛直方向速度波形データを用いたクラック決定解析

図–2 の点 L_{1-5}, R_{1-7} において、法線方向から計測した速度波形データ $V_3^{L_i}, V_3^{R_i}$ と法線方向から 20 度傾けた方向から計測した速度波形データ $V_{T_j}^{L_i}, V_{T_j}^{R_i}$ を用いて、表面クラックの深さ d と傾斜角度 θ を決定する問題を考える。

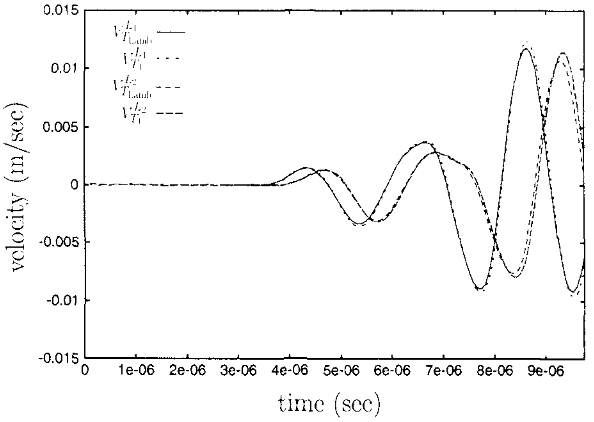
まず、水平方向速度成分が正確に計測できているかを確認するために、$V_3^{L_i}$ を用いた逆解析により復元されたトランスデューサ等価力の時間微分 $\dot{p}_1(t), \dot{p}_2(t)$ と Lamb の解 u_r, u_z を用いた順解析を行い、法線方向から x_1 軸方向に 20 度傾けた方向の速度 $V_{T_{\mathrm{Lamb}}}^{L_i}$

$$\begin{aligned} & V_{T_{\mathrm{Lamb}}}^{L_i}(t) \\ & = \sum_{j=1}^{2}\int_0^t\left(k_1^{ij}(t-s)\sin\phi + k_3^{ij}(t-s)\cos\phi\right)\underbrace{\dot{p}_j(s)}_{\text{known}}ds, \\ & \qquad (i=1,\ldots,5) \end{aligned}$$

を計算し、$V_{T_j}^{L_i}$ と比較した。**図–8** に点 L_1, L_2 での $V_{T_{\mathrm{Lamb}}}^{L_i}$ と $V_{T_j}^{L_i}$ を示す。**図–8** より、$V_{T_{\mathrm{Lamb}}}^{L_i}$ と $V_{T_j}^{L_i}$ は良く一致しており、法線方向から 20 度傾けた方向からのレーザ計測で、水平方向速度成分が正確に計測できている事が確認できる。また、逆に $V_{T_j}^{L_i}$ から、Lamb の解を用いてトランスデューサ等価力 p_{T_j} $(j=1,2)$ を復元した。

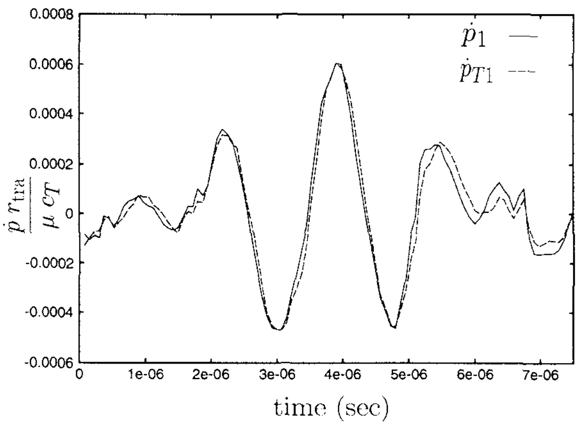
$$\begin{aligned} & V_{T_{\mathrm{Lamb}}}^{L_i}(t) \\ & = \sum_{j=1}^{2}\int_0^t\left(k_1^{ij}(t-s)\sin\phi + k_3^{ij}(t-s)\cos\phi\right)\underbrace{\dot{p}_{Tj}(s)}_{\text{unknown}}ds, \\ & \qquad (i=1,\ldots,5) \end{aligned}$$

得られた $\dot{p}_{Tj}$ と $\dot{p}_j$ を比較したところ (**図–9**)、良く一致しており、この事からも水平方向速度の計測が正確



図–8 $V^{L_i}_{T_{\mathrm{Lamb}}}(t)$ と $V^{L_i}_{T_j}(t)$

に行われていると言える。以上の事より、初期値境界値問題の境界条件として与えるトランスデューサ等価力には、$\dot{p}_j$ を用いる。

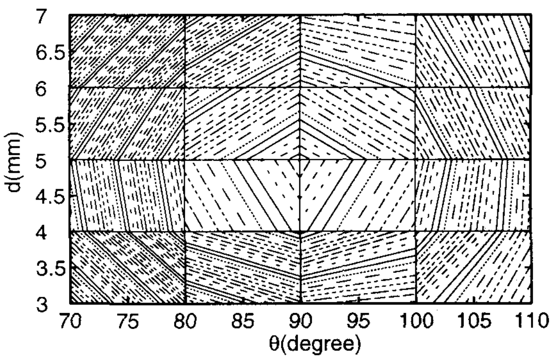


図–9 $\dot{p}_1(t)$, $\dot{p}_{T1}(t)$

次に、クラック決定解析を行う。点 R_{1-7} の粒子速度の数値解は、既に時間域動弾性 BIEM を解くことで得られている。計測波形データから式 (1) を用いて $\boldsymbol{V}^{R_i}$ を求め、水平・鉛直方向速度の数値解と計測値の差からなるコスト関数 J_{sum}

$$J_{\mathrm{sum}} = \sum_{i=1}^{7}\sum_{j=1}^{3}\sum_{m}\left(V_j^{R_i}(m\Delta t) - v_j^{R_i}(d,\theta,m\Delta t)\right)^2$$

を導入し、コスト J_{sum} を最小にする形状パラメータ d,θ を決定する。**図–10** に形状パラメータ d,θ とコスト J_{sum} の等高線を示した。**図–10** より、(d,θ)=(5mm,90 度) 付近でコストが最小となっており、正解の値と良く一致している。水平・鉛直方向速度波形データを用いる事で、クラック決定解析の精度が向上したと言えよう。



図–10 コスト J_{sum} の等高線

6. 結論

レーザ干渉計の性能向上により、対象物に対して斜めの方向からのレーザ計測が可能となった。本論文では、法線方向から計測した速度波形データと Lamb の解を用いた逆解析、順解析により、斜め方向からのレーザ計測によって対象物の水平方向速度成分が正確に計測できている事を確認した。また、これまで計測上の制限から、鉛直方向速度波形データのみしか利用できていなかったクラック決定解析を、水平・鉛直方向速度波形データを用いて行い、クラックを決定した。クラック決定の精度は向上しており、水平方向速度波形データをクラック決定解析に用いる事の有効性が確認できた。

参考文献

1) N. Nishimura, Crack determination problems, *Theoretical and Applied Mechanics*, **46**, (Eds. G. Yagawa and C. Miki), Hokusensha Publ., Tokyo, pp.39–57, 1997.
2) 吉川仁、西村直志、小林昭一, レーザ計測を用いた欠陥決定問題のためのトランスデューサ特性同定解析と並列 BIEM による検証, 境界要素法論文集 Vol.17, pp.59–64, 2000.
3) H. Yoshikawa, N. Nishimura and S. Kobayashi, On the determination of ultrasonic waves emitted from transducers using laser measurements with applications to defect determination problems, 土木学会応用力学論文集, Vol.4, pp.145–152, 2001.
4) 吉川仁、西村直志、小林昭一, 3 次元時間域動弾性問題における境界積分方程式法のアルゴリズム改良と並列化, 土木学会応用力学論文集, Vol.5, pp.199–206, 2002.
5) H. Yoshikawa and N. Nishimura, An improved implementation of time domain elastodynamic BIEM in 3D for large scale problems and its application to ultrasonic NDE, Electronic Journal of Boundary Elements, Vol. 1, Issue 2, pp.201–217, 2003.
6) 日本材料科学会編, 超音波と材料, 裳華房, 1992.
7) 小林昭一 他: 波動解析と境界要素法, 京都大学学術出版会, 2000.
8) C.A. Erigen and E.S. Suhubi, Elastodynamics, Vol.II, Linear Theory, Academic Press, 1975.
9) J.D. Achenbach, Wave Propagation in Elastic Solids, North-Holland Publ. Company, 1973.

(2004 年 4 月 16 日 受付)