

動光弾性実験による平面SV波が入射した自由境界の表面波挙動

SURFACE WAVE MEASUREMENTS OF FREE BOUNDARIES
SUBJECTED TO PLANE SV WAVE INCIDENCE BY DYNAMIC PHOTOELASTICITY

佐藤 誠*

BY Makoto SATOH

Dynamic photoelasticity was used to study the surface wave behaviors of free boundaries when plane SV wave traveled toward the curved boundaries with supercritical angle of incidence. The dynamic isochromatic fringe patterns presenting these phenomena were discussed in detail. In those cases two types of surface wave are generated, which particles have prograde and retrograde motion respectively.

When the incident angles are below 45 degree, the former type of surface waves are generated, and when the angles exceed 45 degree, the latter waves are generated and thereafter propagate along the free boundaries with the velocity of Rayleigh wave without any incident SV waves to the boundaries.

1. まえがき

地表で観測される地震波には、ほとんどの場合Rayleigh波と呼ばれる表面波の成分が含まれており、実体波に比較して地表近傍のみを僅かな減衰で伝播するため、震央から十分離れた場所ではこの成分が卓越する場合もあるとされている。一方、地殻内部で発生した地震波は、震源では球面波であっても地表付近では平面実体波として伝播し、地表に到達するとも考えても良いことが一般に認められている。

弾性一般波を考える場合には、境界波とか表面波は非均質波に属し、均質波である実体波とは粒子運動と波面の関係および振幅の分布状態において全く異なる波動現象である¹⁾。したがって、震源で発生した波動が実体波であると考え、地表でRayleigh波が観測されるためには、地表付近のどこかで平面実体波から非均質波である表面波に変化するメカニズムが存在するはずである。地表に衝撃力など直接動的外力が作用する場合にRayleigh波が発生することはよく知られている²⁾。また、平面SV波が自由境界へ臨界角を越えて入射する場合にも表面波が発生することが分かっている³⁾。地表で観測される地震波にRayleigh波が含まれる原因の一つは後者によるものであると推定できるが、不整な地表形状とRayleigh波の発生メカニズムとの関係については不明な部分が多い。

Rayleigh波などの表面波の伝播挙動と自由境界の形状の関係に関しては、Viktorov, I.A.^{4,5)}, Rulf, B.⁶⁾らの研究があり、Rayleigh波の波長が自由境界の曲率半径と同程度の場合には、凸曲線自由境界に対して平面自由境界のRayleigh波の伝播速度 C_R より速い表面波としてが伝播し、その伝播速度が横波の伝播速度より速いときSnellの法則に従うSV波が発生すること、また凹曲線自由境界に対して C_R より遅い

* 工修 広島大学 講師 工学部第四類 (建設系) (〒724 東広島市西条町大字下見)

表面波として伝播し、同時に凹自由境界から内部に向かって実体波が発生伝播するためその表面波が減衰すること、などが報告されている。しかし、これらは自由境界で発生したRayleigh 波または自由境界内部の線波源による表面波の挙動に関する研究である。

本研究の目的は、地震波動に対応した平面SV波が不整な自由境界に入射して、表面波を発生するメカニズムの一つを、動光弾性実験⁷⁾を行って明らかにすることである。

動光弾性実験を用いた実体波およびRayleigh 波の伝播挙動に関する研究は、すでに1950年代後半からDurelli, A.J., Dally, J.W. & Riley, W.F.⁸⁾, Dally, J.W. & Lewis III, D.⁹⁾, Marino, R.L. & Dally, J.W.¹⁰⁾, Thau, S.A. & Dally, J.W.¹¹⁾ らによって精力的に遂行された。しかし、それらの実験のほとんどは、模型板の境界へ爆薬の爆発などによって与えた衝撃集中荷重によって発生する、円筒波、Head Wave、Rayleigh 波を対象にしており、内部から境界に向かって入射する波動による応答は対象にされていない。

ここでは、単一のパルス形の入射波ではあるが、地震波が地表へ入射する場合に対応させるために、平面波SV波を模型内部から不整な自由境界に入射させた場合について動光弾性実験を行なった。

2. 均質波と非均質波

粘弾性波動論¹²⁾では、伝播ベクトルと減衰ベクトルが平行である波動を均質波と呼び、弾性波動における縦波および横波などの実体波は、減衰ベクトルが0となる特別の場合の均質波である。また、伝播ベクトルと減衰ベクトルが平行でない波動を非均質波と呼び、弾性波動におけるRayleigh 波などの境界波は、伝播ベクトルと減衰ベクトル（弾性体であっても0ではない）が必ず直交している。均質波と非均質波はまとめて一般波と呼ばれ、現象的には均質波の粒子運動の軌跡は直線であり、非均質波のそれは楕円である。

弾性体において、均質波から非均質波への変換は、媒体の性質が非均質になる境界に均質波が入射し、その境界で波動の反射と透過が起こる場合に行われる。自由境界に対する平面波の入射と反射の関係はこの典型的な場合であり、しかも、SV波が臨界角を越えて入射する場合に限られる。以下においては、自由境界の場合のみを取り扱うから、自由境界で発生する非均質境界波を表面波と呼ぶ。このとき発生する表面波は、後で述べるように必ずしもRayleigh 波を意味しない。

3. 平面SV波入射による半無限自由境界の表面波の応答

以下では、図-1に示すような座標系に対して、ポアソン比 ν の均質等方の半無限弾性媒体の自由境界に、平面SV波が入射角 γ で入射する場合の自由境界の応答を考える。

弾性波動論¹³⁾から容易に導かれるように、円振動数 ω の平面調和入射SV波に対して、反射P波の反射角を θ とすると、各座標方向の変位成分は次式で表される。

$$u_x = i B_1 \kappa (\cos \gamma \exp(-i \kappa_z z) - R_{SS} \cos \gamma \exp(i \kappa_z z) + (R_{SP}/\tau) \sin \theta \exp(i k_z z)) \exp i(\kappa_x x - \omega t), \quad (1)$$

$$u_z = i B_1 \kappa (\sin \gamma \exp(-i \kappa_z z) + R_{SS} \sin \gamma \exp(i \kappa_z z) + (R_{SP}/\tau) \cos \theta \exp(i k_z z)) \exp i(\kappa_x x - \omega t). \quad (2)$$

ここに、 $i = \sqrt{-1}$ 、 B_1 、 κ は入射SV波の振幅および波数、 κ_x 、 κ_z はSV波の波数成分、 k_z 、 $k_x (= \kappa_x)$ はP波の波数成分である。また R_{SS} 、 R_{SP} はそれぞれ、伝播速度 C_T のSV波および伝播速度 C_L のP波のポテンシャルの反射係数であり、

$$R_{SS} = (\sin 2\theta \sin 2\gamma - \tau^2 \cos^2 2\gamma) / D, \quad R_{SP} = \tau^2 \sin 4\gamma / D,$$

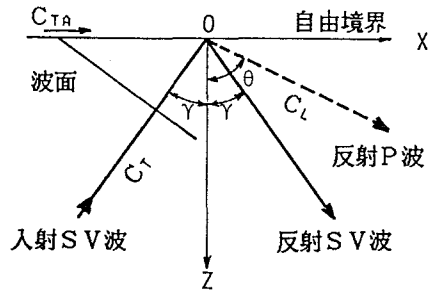


図-1 自由境界への平面SV波入射

$$D = (\sin 2\theta \sin 2\gamma + \tau^2 \cos^2 2\gamma), \quad \tau = C_L / C_T = \sqrt{2(1-\nu)/(1-2\nu)}$$

である。

いま、入射SV波の入射角が $\gamma_c = \sin^{-1}(1/\tau)$ で与えられる臨界角を越える場合を考えると、変位成分は次式ようになる。

$$u_x = i B_1 \kappa \{ R_{SP}' \sin \gamma \exp(-k_z' z) + 2 \cos \gamma \cos(\kappa_z z - \phi) \} \exp i(\kappa_x x - \omega t - \phi), \quad (3)$$

$$u_z = -B_1 \kappa \{ (R_{SP}' / \tau) \{ \sqrt{(\tau^2 \sin^2 \gamma - 1)} \} \exp(-k_z' z) - 2 \sin \gamma \sin(\kappa_z z - \phi) \} \exp i(\kappa_x x - \omega t - \phi). \quad (4)$$

ここに、

$$R_{SP}' = \tau^2 \sin 4\gamma / r, \quad \phi = \arg(D), \quad k_z' = \kappa |\cos \theta| / \tau,$$

$$r^2 = \{ 2\tau \sin 2\gamma \sin \gamma \sqrt{(\tau^2 \sin^2 \gamma - 1)} \}^2 + (\tau^2 \cos^2 2\gamma)^2$$

である。

入射角が臨界角以下のときは、式(1)、(2)から粒子運動が直線であることが明かである。臨界角を越えると式(3)、(4)から、水平動 u_x と上下動 u_z には $\pi/2$ の位相差が生じ、粒子が楕円運動を行うことが分かる。

式(3)、(4)から、原点の変位成分の実部は

$$\text{Re}\{u_x\} = B_1 \kappa [R_{SP}' \sin \gamma + 2 \cos \gamma \cos \phi] \sin(\omega t + \phi), \quad (5)$$

$$\text{Re}\{u_z\} = -B_1 \kappa [(R_{SP}' / \tau) \sqrt{(\tau^2 \sin^2 \gamma - 1)} + 2 \sin \gamma \sin \phi] \cos(\omega t + \phi) \quad (6)$$

と書ける。

R_{SP}' の符号は入射角 γ が 45° を越えると正から負へ逆転し、 ϕ は $\gamma = 45^\circ$ で最大値 $\pi/2$ を取る。したがって、 u_x と u_z は $\gamma_c \leq \gamma < 45^\circ$ のとき異符号で、右手系の y 軸からみて時計回り方向に回転する粒子運動(prograde)をすること、一方、 $\gamma \geq 45^\circ$ のとき両変位成分は同符号で、 y 軸からみて反時計回り方向に回転する粒子運動(retrograde)を行うことは容易に示せる。

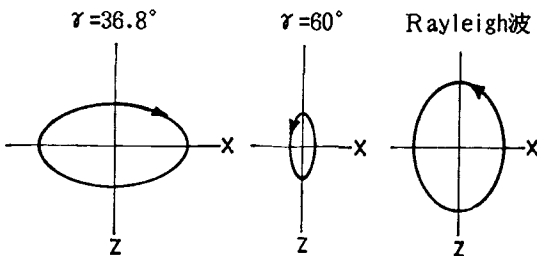


図-2 表面波の自由境界上の粒子運動

図-2に、それぞれの場合の自由境界の粒子運動の軌跡を示す。

以下では、前者の性質を持つ表面波と後者の性質を持つ表面波を、それぞれ前進表面波(R1)および後退表面波(R2)と呼ぶことにする。

図-3に、ポアソン比 $\nu = 0.3$ (臨界角 $\gamma_c = 32.6^\circ$)の場合の、自由境界の変位成分 u_x 、 u_z と、最大せん断応力 $\tau_{\max}$ の入射波に対する応答比を入射角 γ に対して示す。

最大せん断応力 $\tau_{\max}$ を示したのは、後で述べる動光弾性実験における等色線縞模様に対応させるためである。

図-3において、① $0 \leq \gamma < \gamma_c$ では、反射波は縦波(P波)および横波(SV波)の実体波(均質波)であり、② $\gamma_c \leq \gamma$ では、反射SV波は実体波であるが、反射P波は表面波に変換され、実体波としては存在しない。

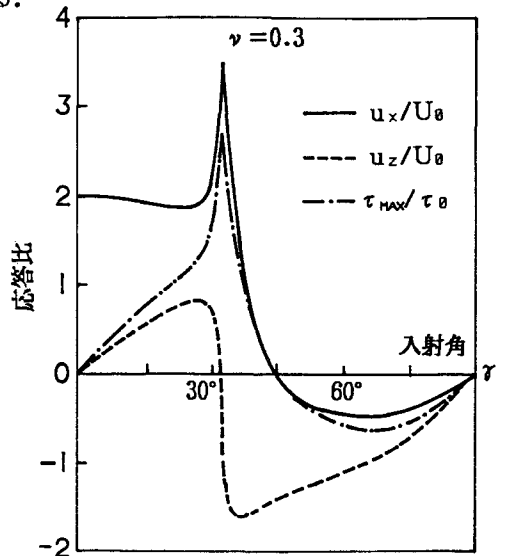


図-3 自由境界の応答比

入射SV波が自由境界で表面波に変換されるメカニズムの本質は、式(3)、(4)の誘導過程から考えて、図-1に示した自由境界に沿う波面の伝播速度 C_{TA} ($=C_T/\sin \gamma$; 以下では見かけの速度と呼ぶ)が入射角に依存し、入射角が増加し γ 。を越えると見かけの速度 C_{TA} が縦波速度 C_L より遅くなることにあって考えられる。この観点から後で述べる曲線自由境界での表面波挙動を検討する。

4. 半無限自由境界のRayleigh 波の応答

一般に、Rayleigh 波の応答は入射波に無関係に導かれる。たとえば、式(1)、(2)を導いた方法において、自由境界から内部に向かって減衰するような反射波のみを考えると、変位成分は任意の基準振幅をAとして、以下のように得られる。

$$u_x = i A \kappa_R [\exp(-k_z' z) - l \exp(-\kappa_z' z)] \exp i(\kappa_R x - \omega t), \quad (7)$$

$$u_z = -A \kappa_R \alpha [\exp(-k_z' z) - (1/l) \exp(-\kappa_z' z)] \exp i(\kappa_R x - \omega t). \quad (8)$$

ここに、 C_R を Rayleigh 波の伝播速度として、

$$\kappa_R = \omega / C_R, \quad \kappa = C_R / C_T, \quad k_z' = \alpha \kappa_R, \quad \kappa_z' = \beta \kappa_R,$$

$$\alpha = \sqrt{1 - (\kappa / \tau)^2}, \quad \beta = \sqrt{1 - \kappa^2}, \quad l = (2 - \kappa^2) / 2, \quad \alpha \beta = l^2$$

である。なお、Rayleigh 波の伝播速度 C_R はポアソン比のみの関数で、 κ はよく知られた3次方程式の解である¹⁴⁾。

原点での変位成分の実部は次式となる。

$$\text{Re}\{u_x\} = A \kappa_R (1 - l) \sin \omega t, \quad (9)$$

$$\text{Re}\{u_z\} = A \kappa_R \alpha \{(1/l) - 1\} \cos \omega t. \quad (10)$$

この結果を式(5)、(6)と比較すると、振幅項は常に同符号で、後退表面波(R2)の場合と同じである。この場合の粒子運動の軌跡を図-2に併せて示した。

平面SV波が臨界角を越えて入射するとき、発生する表面波の粒子運動の性質は入射角に依存することはすでに示したが、Rayleigh 波と同じ粒子運動の回転方向を持つ表面波となるのは、 $\gamma \geq 45^\circ$ のときに限られることが分かる。

5. 平面SV波入射による曲線自由境界の表面波の挙動

地表が局所的な地形または大規模構造物により、半無限自由境界のように平面でない場合を、2次元的に曲線自由境界と考えて、平面SV波が入射する場合の表面波の挙動を検討する。

いま、滑らかな曲線自由境界に対して、曲線上の注目する点を局所的に接線で置き換えるものとする。そうするとこの部分に、3. で述べた表面波発生メカニズムを適用すると、曲線自由境界のその点での挙動は、入射角と粒子運動の方向に関して直線自由境界の場合と同様と考えられる。

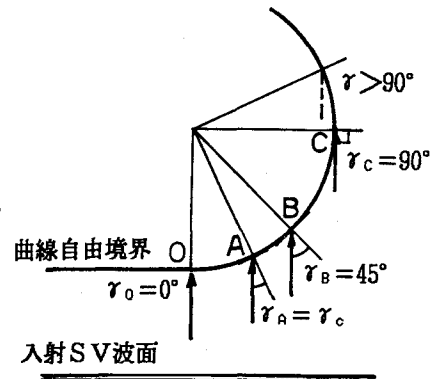


図-4 曲線自由境界への入射角

図-4に示すように、一定の伝播方向の波面を持つ入射SV波が、曲線自由境界上の各点の接線に対する入射角が次第に増加するような、滑らかに変化する曲線自由境界に入射する場合を考える。このとき、点Oへは垂直入射するが、自由境界への入射角が γ 。を越えると(点A) R1が発生し、次いで 45° を越えると(点B) R2が発生するはずである。更に 90° を越えて(点C) 波面が直接入射しなくなると、入射波によって発生する表面波は存在できない。以下では、入射角が 90° を越えるときを、負の入射角と呼ぶ。

この研究では上述の観点から、実体波である平面SV波が自由境界に入射して表面波を生じるとき、一旦

発生した表面波は入射波と独立して伝播し得るか、独立して伝播するならその伝播速度はどの様なものか、を動光弾性実験を行って実験的に検討する。

6. 動光弾性実験

波動現象を実験的に究明する方法の中で、動光弾性実験法が極めて有効であることはすでに多数の研究者によって実証されている¹⁵⁾。

波動伝播現象のような移動速度の極めて速い被写体を撮影するために、動光弾性実験法は、光源制御方式（光シャッター）とカメラ制御方式に大別されるが、ここでは、前者の方式による繰り返し入力法¹⁶⁾を採用する。この実験法が有効に行われるためには入力および応答に再現性が必要であるが、ここで対象にするような実験に対しては、一定の範囲で再現性が保たれることは文献16) に示されている。

本研究で用いた動光弾性実験装置のブロックダイアグラムを図-5に示す。詳細は文献16) に譲るが、本研究で対象にするような、自由境界の応答および平面波の波面の伝播状態を究明する場合には特に有効である。ここでは特別に必要な場合以外は、5 μ sec間隔の等色線縞模様写真を得た。なお、等色線縞模様は主応力差の等高線（等主応力差線）であり、したがってその大きさ（縞次数）は最大せん断応力に比例する。

図-6に平面入射SV波のパルス波形を主ひずみ差と縞次数Nで示す。入射パルスは主パルスの継続時間が約50 μ sec（SV波換算パルス長5cm）、立ち上がり時間は約10 μ secである。この入射パルスは実験上、基準面（黄銅棒）に対して常に一定の方向に伝播するから、入射角の変化は模型の自由境界の角度を変えて行う。なお、Head waveの原理で発生させた平面入射波であるから、当然平面P波も同時に発生しSV波に先行しているが、以下に示す等色線縞模様写真には、注目する視野にSV波が入射した時刻以後のものを示す。

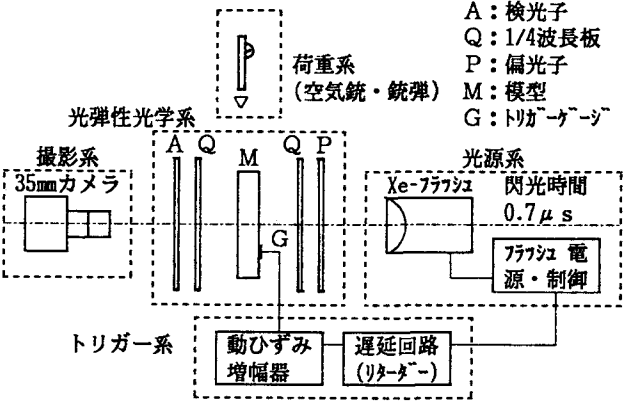


図-5 動光弾性実験装置のブロックダイアグラム

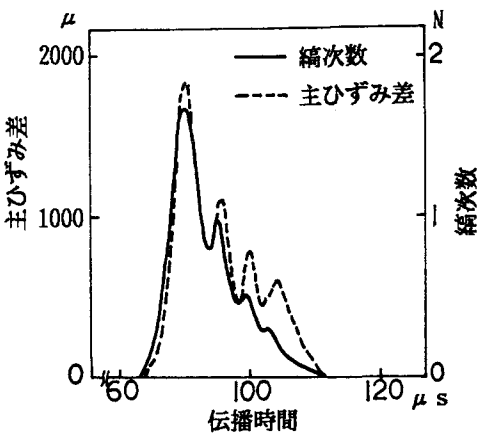


図-6 入射パルス波形

7. 実験模型

表-1に、動光弾性実験で使用した模型材料（エポキシ樹脂：アラルダイトB）の動的特性を示す。

表-1
模型材料の動的特性
(板厚 5mm)

P波速度	SV波速度	密度	せん断弾性係数	ポアソン比	臨界面
C_L (m/s)	C_T (m/s)	ρ (t/m ³)	G_0 (kgf/cm ²)	ν_0	γ_0 (°)
1,960	1,110	1.23	15,200	0.36	34.5

5. で述べた曲線自由境界の表面波応答を、できるだけ簡単化した条件で究明するために、入射角の異な

る二つの直線自由境界の間に半径40mmの円弧の一部を挿入し、両直線自由境界を滑らかに接続したM0～M4の5種類の模型を対象にした。M0は $\gamma=36.8^\circ$ の直線自由境界模型である。

図-7に、各模型の曲線部分をなす弧の中央(O点)近傍の自由境界の形状と、入射角および入射SV波面を示す。

ここでは先に述べたように、臨界角を越えた入射角に対する表面波応答を問題にしているため、入射波面が最初から臨界角を越え、その後さらに入射角が増加する状態を検討する目的で、全ての模型において、O点の左側自由境界への入射角は 36.8° に統一してある。

なお、ここで用いた模型材料は波動伝播において若干の粘性減衰を示すので、各模型に対してO点が平面波発生源からできるだけ等距離にあるように配慮した。

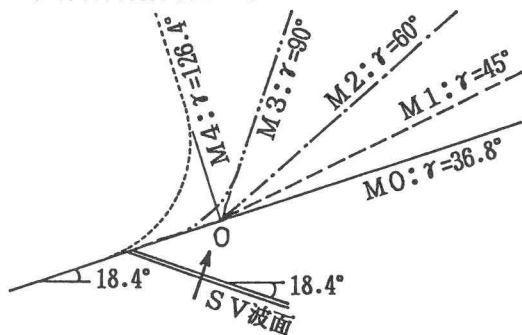


図-7 曲線自由境界模型

8. 動光弾性実験による等色線縞模様写真

動光弾性実験による全ての等色線縞模様写真は、ASA1000のカラーフィルムを用いて、カラー撮影して得たが、ここではそれをモノクロ写真として示す。視野内の格子は1cm間隔である。

写真-1は、直線自由境界である模型M0に臨界角($\gamma_c=34.5^\circ$)を僅かに越えた入射角 $\gamma=36.8^\circ$ でSV波が入射した場合を示す。この状態は図-2で示したように、自由境界の $\tau_{\max}$ 応答がかなり大きな値を持つときで、 $\tau_{\max}$ の最大応答は縞模様からも明らかのように、入射SV波と反射SV波パルスのピークが重なって生じ、最大応答を示す同心円的な縞模様の中心は自由境界からやや内側にある。

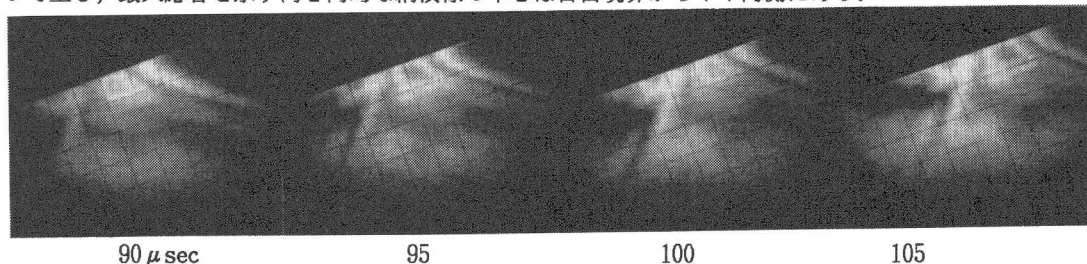


写真-1 模型M0の等色線縞模様写真 $\gamma=36.8^\circ$

自由境界の縞次数はそのまま σ_x の大きさに比例し、ここでは上記のR1による等色線縞模様が現れている。入射SV波面と自由境界の交点付近では、反射波と重ね合わされてR1の存在が明瞭でないが、反射波面後方の自由境界では、自由境界に沿って浅く分布した縞模様からR1の存在が明瞭に判読できる。

図-8に、対応する $\tau_{\max}$ の等高線(等主応力差線)の計算値を示す。計算は式(3)、(4)から、実験で得られた入射パルス(図-6)に対して高速フーリエ変換(FFT)¹⁷⁾を用いて行なった。このとき、入射パルスを $\Delta t=1\mu\text{sec}$ 間隔で与え、十分な数の後続の0を加えて全データ数を1,024とした。

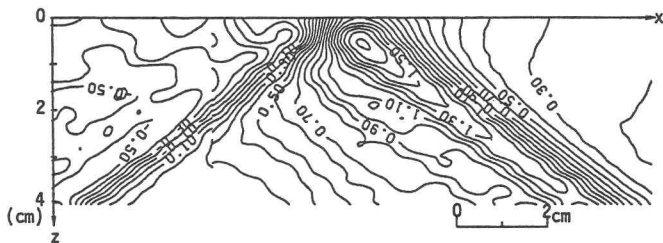


図-8 FFTによる等主応力差線図 $\gamma=36.8^\circ$

また、振動数は $f = 250 \text{ kHz}$ まで考慮している。

写真-2に、O点付近で入射角が 36.8° から 45° まで滑らかに変化する模型M1の場合を示す。

図-3に示したように、 $\gamma = 45^\circ$ では τ_{MAX} の応答は0でなければならないが、実験上完全に 45° とはなら

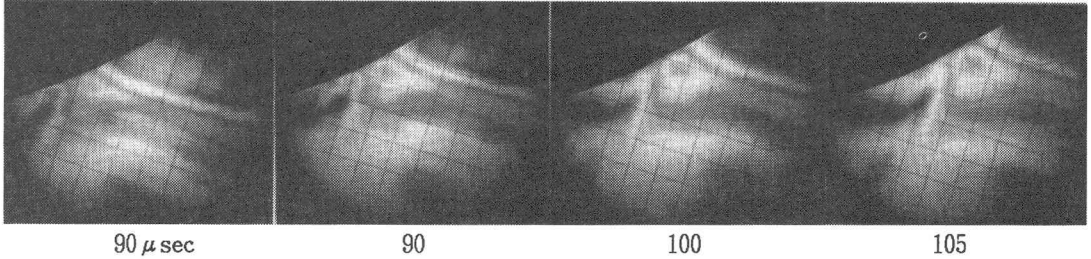


写真-2 模型M1の等色線縞模様写真 $\gamma = 36.8^\circ \sim 45^\circ$

ず、O点より右側で入・反射SV波の縞模様は自由境界に向かってくびれて見える程度である。反射SV波面後方の自由境界上には模型M0の場合と同様のR1の縞模様が現われている。

写真-3に模型M2の等色線縞模様写真を示す。O点へ入射した直後の $110 \mu\text{sec}$ では、視野全体の縞模

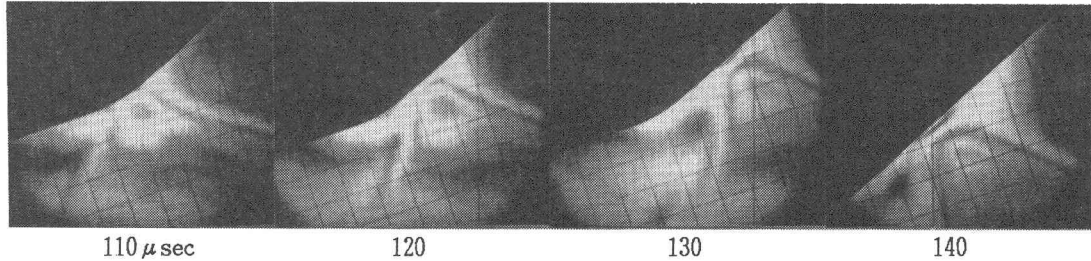


写真-3 模型M2の等色線縞模様写真 $\gamma = 36.8^\circ \sim 60^\circ$

様は模型M0の場合と同様であるが、入射波面がO点から離れるに従ってR1を形成する縞模様の縞次数が減少し、それまで縞次数が最大であった同心円的縞模様の部分も次第に自由境界から離れ最大縞次数を減じながら内部へ移動する。

一方、 $120 \mu\text{sec}$ から入射SV波面の進行方向の自由境界付近に head wave が現れ、 $130 \mu\text{sec}$ 以後は自由境界と入・反射波面で形成される縞模様の中に、それまで存在していなかった表面波の縞模様が現れる。これが表面波R2である。

図-9に直線自由境界へ $\gamma = 60^\circ$ で入射した場合の等主応力差線図のFFTによる計算結果を示す。計算方法は図-8の場合と同じである。この図は曲線部分を含まない結果であるが、R2の模様を含めて定性的には極めてよく一致している。

写真-4に模型M3の等色線縞模様写真を示す。この場合は入射波面がO点を越えると入射角が 90° となり、入射波の伝播速度と自由境界に沿う見かけの速度とが一致する。図-3に示されているように、入射波の寄与のみを考えると、自由境界上は無応力でなければならない。

しかし、 $130 \mu\text{sec}$ で写真-3の場合と同様に head wave および自由境界と入・反射波面の間にR2が見え、 $150 \mu\text{sec}$ 以後になると、入射波面の自由境界側への延長線と表面波R2の間に暗線を挟む典型的な Rayleigh 波型の表面波となる。このことは、その自由境界への入射SV波に無関係に Rayleigh 波型の表面波が発生していることを示している。

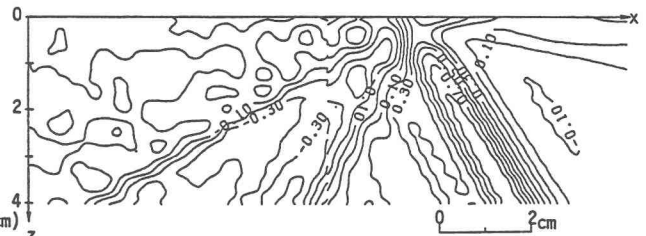


図-9 FFTによる等主応力差線図 $\gamma = 60^\circ$



写真-4 模型M3の等色線縞模様写真 $\gamma = 36.8^\circ \sim 90^\circ$

写真-5に模型M4の等色線縞模様写真を示す。模型M4は負の入射角、すなわち入射波が曲線部分を通



写真-5 模型M4の等色線縞模様写真 $\gamma = 36.8^\circ \sim 126.8^\circ$

過した後は、入射波面が自由境界に達しない自由境界を持つ場合である。この場合にも模型M3で見られたと同様のR2が現れている。このことは、平面入射SV波が絶対に自由境界に入射しないにもかかわらず、表面波が発生することを示す。すなわち、滑らかな曲線部分で入射角が 45° を越えることによって一旦表面波R2が発生すると、入射波とは独立してRayleigh波型の表面波として伝播することを意味する。また、模型M2の場合と比較して直接SV波が入射して発生する表面波R2より、入射角が 45° を越えることによって発生するRayleigh波型の表面波の応答比が卓越すると判断される。

模型M2～M4に明瞭に現れるR2は、明らかに入射角が 45° を越えるという幾何学的自由境界形状に起因するものであり、表面波としてのRayleigh波が発生する原因の一つを示唆している。図-10に、等色線縞模様から読み取った表面波R1、R2の伝播速度と、SV波、見かけの速度およびRayleigh波の伝播速度を比較して示す。

この図から、表面波R1は自由境界に沿う見かけの速度で伝播し、それが存在する入射角の範囲で常に入射波面に伴って存在するが、入射角が 45° を越えると縞次数が急減すること、表面波R2は入射角が 45° を越えると発生し、その伝播速度はRayleigh波のそれに一致し、入射角が負になっても独立して伝播することが分かる。

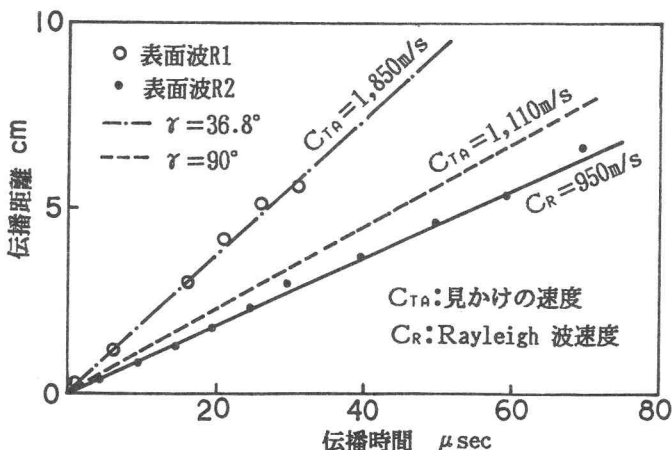


図-10 表面波の伝播速度

写真-6, 7は、それぞれ模型M3, M4の曲線部分を取り去り、2つの直線自由境界の交点があるまま

写真-6, 7は、それぞれ模型M3, M4の曲線部分を取り去り、2つの直線自由境界の交点があるまま

隅角となる場合の等色線縞模様写真である。それぞれを模型M3'，M4'とする。

隅角を有する模型では、入射パルスが通過する間は隅角部に応力集中があり、また隅角を中心とする円筒波が発生しているのが認められる。しかし表面波R2と入射波面の関係に関しては、それぞれの模型における縞模様の伝播は、曲線部により滑らかに入射角が変化する自由境界の場合とほぼ一致している。このことは表面波R2に関しては、隅角は極めて曲率半径の小さい曲線自由境界として扱えると考えられる。

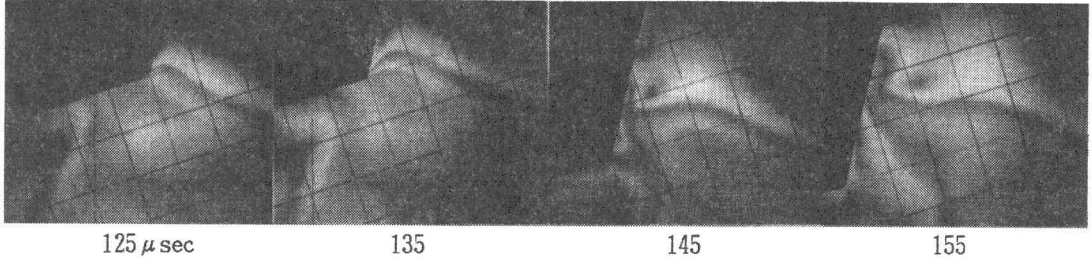


写真-6 模型M3'の等色線縞模様写真 $\gamma = 36.8^\circ$ および 90°

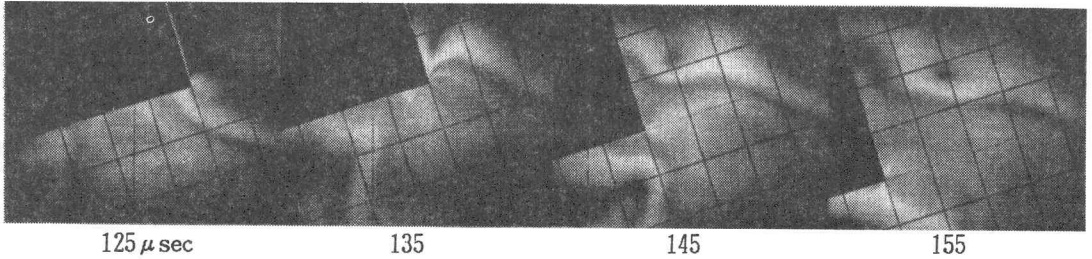


写真-7 模型M4'の等色線縞模様写真 $\gamma = 36.8^\circ$ および 126.8°

9. まとめ

本研究においては、筆者らが開発した繰り返し入力法を採用して、動光弾性実験を行い、平面SV波が自由境界へ入射したときの、表面波を発生するメカニズムの一つを究明し、本実験の自由境界の円弧半径とパルス長の範囲で以下のような結論を得た。

1) 直線または滑らかに入射角が変化する自由境界に対して。

(1) 平面SV波が臨界角を越えて直線自由境界へ入射するとき、入射角が 45° 以下であれば、自由境界近傍では波動の進行方向に向かって順回転 (prograde) する粒子運動の表面波が発生する。しかし、この表面波は等色線縞模様から判断すると常に入射波に伴って存在し、 $\gamma \leq \gamma < 45^\circ$ での自由境界付近における波動現象であると推定される。

(2) 入射角が臨界角を越えさらに 45° を越えるとき、自由境界近傍では波動の進行方向に向かって逆回転 (retrograde) する粒子運動をもつ表面波が発生する。この表面波は一旦発生した後は独立して伝播するため入射波のない自由境界にも伝播し、入射SV波の反射による表面波R2より卓越した応答比を示す。また、粒子運動の回転方向および伝播速度から、Rayleigh波型の表面波であると判断される。したがって、平面SV波が地表に到達したとき比較的滑らかな地形であっても、曲率半径と波長の比によっては入射角が 45° を越える状態があればRayleigh波が発生すると考えられる。

2) 隅角を有する自由境界に対して。

ここには示さなかったが、直角隅角通過後の自由境界への入射角が 45° に達しない模型に対して、動光弾性実験を行った結果にはR2の存在が認められなかった。したがって、本実験から判断する限りRayleigh波を発生するメカニズムの上からは、隅角を曲率半径の極めて小さい曲線自由境界と考えてよいと思われる。

また、一般に認められているように、隅角または鋭い角度変化を持つ地形においても Rayleigh 波が発生するであろう。

3) 今後の問題点。

(1) 本研究は、表面波が発生する状態を視覚的に把握することに主眼をおいた実験的研究であり、定性的な現象解明を主目的にしている。そのため、たとえば入射パルス長と曲率、あるいは入射パルスの振幅と表面波の応答比の関係などについての定量的な検討は行っていない。また、凸および凹の曲線自由境界を伝播する Rayleigh 波の速度変化などの検討は今後の課題である。

(2) 動光弾性実験において定量的に正確な解明を阻む原因の一つは、模型の動的特性に粘性効果が入ることで、特に入射パルス波形（ひずみ速度）との関係が大きく影響する。これらについては粘弾性解析も必要であり検討中である。

参考文献

- 1) 佐藤 誠：粘弾性平行多層地盤の調和 SV 波動応答，土木学会論文集，386/I-8，377～386，1987.
- 2) Graff, K.F. : Wave Motion in Elastic Solids, Clarendon, 382～393, 1975.
- 3) たとえば Ewing, W.E., Jardetzky, W.S. and Press, F. : Elastic Waves in Layered Media, McGraw, 24～73, 1957.
- 4) Viktorov, I.A. : Rayleigh and Lamb Waves, Plenum Press, 1～65, 1967.
- 5) Viktorov, I.A. : Types of acoustic surface waves in solids (review), Sov. Phys. Acoust., 25(1), 1～9, 1979.
- 6) Rulf, B. : Rayleigh waves on curved surfaces, J. Acoust. Soc. Amer., 45, 2, 493～499, 1969.
- 7) 佐藤 誠：動光弾性実験によるスリットおよび断層を有する模型内の波動解析，第 16 回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集，131～135，1984.
- 8) たとえば Dally, J.W., Riley, W.F. and Durelli, A.J. : A photoelastic approach to transient stress problems emphasizing low modulus material, J. Appl. Mech., 26, 4, 1959.
- 9) Dally, J.W. and Lewis III, D. : A photoelastic analysis of propagation of Rayleigh waves past a step change in elevation, Bull. Seis. Soc. Amer., 58, 2, 539～563, 1968.
- 10) Marino, R.L. and Dally, J.W. : Rayleigh wave propagation along curved boundaries, Develop. Mech., 5, 819～831, 1969.
- 11) Thau, S.A. and Dally, J.W. : Subsurface characteristics of the Rayleigh wave, Int. J. Engng., 7, 37～52, 1969.
- 12) 前出 1) .
- 13) たとえば Miklowitz, J. : The Theory of Elastic Waves and Waveguides, North-Holland, 119～177, 1978.
- 14) 前出 13) .
- 15) Herrmann, G. and Perrone, N. : Dynamic Response of Structures, Pergamon Press, 307～326, 1972.
- 16) 佐藤 誠：動光弾性実験による衝撃応力の伝播測定，第 2 回材料の衝撃問題シンポジウム前刷集，53～56，1987.
- 17) 大崎順彦：地震動のスペクトル解析入門，鹿島出版，82～111，昭和 56 年.

(1988年10月12日受付)