

アコースティック・エミッションの発生機構
に関する考察

SOURCE MECHANISMS OF ACOUSTIC EMISSION

丹羽 義次*・小林 昭一**・大津 政康***

By Yoshiji NIWA, Shoichi KOBAYASHI and Masayasu OHTSU

1. はじめに

材料が破壊する際には、いかに微小な破壊であっても、系内に蓄積されたエネルギーが瞬間的に解放されるために過渡的な弾性波（アコースティック・エミッション、以後 AE と略する）が放射される。

このような AE 現象は、材料試験、非破壊検査、構造体の総合安全性の評価等の多方面^{1),2)}に応用されている。

検出される AE 現象には、個々に対応する破壊源が存在し、そこでの破壊機構に関する情報が含まれていると考えられる。これより、AE 現象を材料の破壊機構の解明に適用することが期待される。それには、AE の発生機構と発生する波動の関係を明らかにすることが必須であろう。

われわれは、おもにコンクリート材料を対象として、AE の発生特性に関する基礎的研究を進めているが^{3)~5)}、本論文は、以上のような考えのもとに、AE の発生機構について考察したものである。

材料内で生じた AE 波動は、系内を伝播し境界で検出される。それゆえ、検出される AE は、弾性波動現象として、P波、S波、表面波および境界での反射波等の成分を含んでいる。

AE の発生機構を検出された波動により検討するには、このような各波動成分の伝播挙動をも考慮する必要がある。

金属を対象とした分野では、すでに材料の内部組織のさまざまな変化と対応させて AE の発生機構が研究されている^{6)~8)}、ところが、これらの研究では、対象が板材で検出波長と板厚が同程度のため、伝播するおもな波

動成分は、Lamb 波（板波）と考えられる^{9),10)}が、伝播に関する考慮はほとんどはられていない。

また、発生機構を解明するには、実体波、たとえば P 波成分のみに着目する¹¹⁾ことも考えられるが、発生、伝播し検出される波形に基づいて考察することがより現実的であろう。

コンクリート、岩などの岩質材料（常温、低拘束圧下で脆性的な破壊特性を示す材料）においてわれわれが対象としている AE では、検出波長に比較して伝播する系が大きく、伝播挙動としては反射波を除けば地震波と同様な取り扱いが可能であると考えられる。つまり、材料の不均質性あるいは空隙などによる回折、攪乱などの影響が小さければ、AE を等方弾性体を伝播する弾性波と考えてもよいであろう。

本論文では、AE 波動が境界で検出されることより、これを半無限弾性体での弾性波動現象としてシミュレートし、実際に検出された AE 波動との比較により、発生機構を考察する。

以下では、岩質材料の破壊を転位モデルで表わし、これを発生機構とした解析法について述べ、Lamb の問題と 2 種類の破壊機構について検討する。

2. 岩質材料における AE の発生機構

(1) 破壊機構と転位モデル

岩質材料において発生する個々の AE 現象は、系内の微小破壊により生じる弾性波動現象である。微小破壊は動的に生じると考えられるが、これは数学的には、地震の発生機構と同様に、弾性体内の動的な転位^{12),13)}として記述し得るであろう。ここで、転位とは弾性体内部に開曲面 Σ を考え、これに沿って切り口を入れ、切口の両側の面で生じる変位および応力の不連続を意味している。

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学科

本節では、転位モデルとそれより発生する波動の表示式について述べ、転位モデルと破壊機構の対応について簡単に考察する。

Fig. 1 に示すように、弾性体Dの内部に転位の生じる面 Σ^+ , Σ^- を考える。このとき、図の座標系で、変位、応力それぞれの不連続量は、テンソル記号を用いて、次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} [u_i] &= u_i^+ - u_i^- \\ [\sigma_{ij}] &= \sigma_{ij}^+ - \sigma_{ij}^- \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、上指標の +, - は、それぞれ面 Σ^+ , Σ^- における値を意味している。

物体Dが無限等方弾性体ならば、式(1)で表わされるような転位により、時刻 t において点 X で生じる m 方向の変位 $u_m(X, t)$ は、 Σ^- 面での外向き法線 ν^- を ν とし、次のように表わされる¹³⁾。

$$\begin{aligned} u_m(X, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{\Sigma} \nu_j [\sigma_{ij}(\xi, t')] \{ \lambda G_{mp, p'} \\ &\quad (X, t; \xi, t') \delta_{ij} \\ &\quad + \mu G_{mi, j'}(X, t; \xi, t') + \mu G_{mj, i'} \\ &\quad (X, t; \xi, t') \\ &\quad - [\sigma_{ij}(\xi, t')] G_{mi}(X, t; \xi, t') \} d\Sigma_{\xi} \end{aligned} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 λ, μ は Lamé の定数、 $G_{mi}(X, t; \xi, t')$ は、時刻 t' において点 ξ で i 方向に瞬間的に力が作用したときの、時刻 t における点 X での m 方向の変位を表わすグリーン関数である。また、 $G_{mi, j'}$ は、次のような空間微分を意味している。

$$G_{mi, j'}(X, t; \xi, t') = \frac{\partial}{\partial \xi_j} G_{mi}(X, t; \xi, t') \dots\dots\dots (3)$$

式(2)で、面 Σ が微小であり点 ξ のみで代表し得るとすれば、グリーン関数の時間不変性を考慮して、次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} u_m(X, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \{ T_{mi}(X, t-t'; \xi, 0) [u_i(\xi, t')] \\ &\quad - G_{mi}(X, t-t'; \xi, 0) \cdot \\ &\quad \cdot [\sigma_{ij}(\xi, t')] \nu_j \} dt' \\ T_{mi} &= \lambda G_{mk, k'} \nu_i + \mu (G_{mi, j'} + G_{mj, i'}) \nu_j \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

式(4)は、転位が一点で生じる場合に対応しており、このような転位は、point dislocation とよばれる。これに対して、転位の進行方向を考慮して、式(2)に Σ

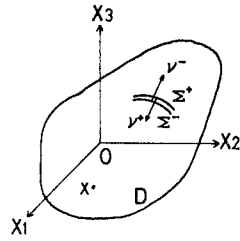


Fig. 1 The dislocation surface Σ , situated entirely in the interior of the elastic body D.

面上の各点での位相遅れを導入すれば、moving dislocation とよばれ、いわゆる地震の断層モデル¹⁴⁾と一致する。

さらに、式(4)における応力の不連続量は、 $\nu = \nu^- = -\nu^+$ であることより、

$$\begin{aligned} [\sigma_{ij}] \nu_j &= (\sigma_{ij}^+ - \sigma_{ij}^-) \nu_j^- = -\sigma_{ij}^+ \nu_j^+ \\ -\sigma_{ij}^- \nu_j^- &= -f_i \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

と、なるような合力の応力ベクトル f が点 ξ に作用したと考えることもできる。

これより、弾性体内の転位による系内の点 X での変位は、次のように表わされることになる。

$$\begin{aligned} u_m(X, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \{ T_{mi}(X, t-t'; \xi) [u_i(\xi, t')] \\ &\quad + G_{mi}(X, t-t'; \xi) f_i(\xi, t') \} dt' \end{aligned} \dots\dots\dots (6)$$

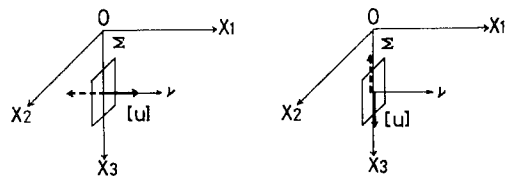
式(6)よりわかるように、転位により発生する変位は、変位の不連続量 $[u]$ と内部に作用する集中力 f のそれぞれに対応するグリーン関数との合成積の和で表わされている。

岩質材料の破壊機構と転位との関係について考察すれば、系内での微小破壊は、内部に集中力が作用するような力のつり合いが破られる場合より、変位の不連続が支配的であろうと考えられる。たとえば、Fig. 2 に示すように、 ν と $[u]$ の方向が一致すれば引張クラックに対応し、 ν と $[u]$ の方向が直交すればせん断クラックに対応するであろう。

それぞれの破壊機構に対応して $[u]$ がモデル化されれば、それを発生機構として、式(6)により発生する波動は求められる。このとき、AE 波動は、供試体表面で検出されることにより、自由表面での波動であり、式(6)のグリーン関数は半無限弾性体に対するものを用いる必要がある。

(2) Lamb の問題

半無限弾性体に瞬間的に作用する集中力により発生する弾性波動は、Lamb の問題として古くから知られている¹⁵⁾。これは、式(6)で第2項のみを考えた場合に対応するものである。本節では、後の解析に必要な自由表面での波動とこの場合のグリーン関数について簡単に述べる。



(a) tensile crack. (b) shear crack.

Fig. 2 The source mechanism and the corresponding dislocation model.

Fig. 3 に示すように、半無限弾性体の自由表面を x_1 - x_2 平面とし、弾性体内部に向かって x_3 軸をとる。式 (6) において第 2 項のみを考え、 G_{mi} として半無限弾性体に対するグリーン関数を用いれば、点 ξ に作用する集中力 f による表面上の点 X での変位 u は、次のようになる。

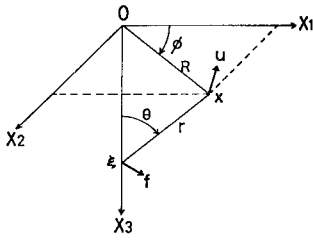


Fig. 3 The geometry of Lamb's problem. The plane $x_3=0$ is a free surface.

$$u_m(X, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{mi}(X, t-t'; \xi) f_i(\xi, t') dt' \dots\dots\dots (7)$$

上式の G_{mi} は、時間に関してデルタ関数的に作用する力に対するものであるが、一般には、ステップ関数的に作用する力に対するものが Lamb 解として知られている。それを以下では、 G_{mi}^H と書き、Pekeris にならって点 ξ が表面上にある場合を表面パルスの解¹⁶⁾、内部にある場合を内部パルスの解¹⁷⁾とよぶことにする。

Pekeris は、 $\lambda=\mu$ の Cauchy 固体に対する解析解を求めている。ここでは、任意のポアソン比に対して求められ、数値解析に適した解として、Mooney¹⁸⁾、Johnson¹⁹⁾ による解を採用する。

a) 表面パルスの Lamb 解

式 (7) の G_{mi} において、 x_3 方向の成分のみに着目

$$G_{33}^H(X, t; \xi) = \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\left(\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}\right)^{1/2}} H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \times \text{Re} \left[\eta_\alpha \sigma^{-1} \left(\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2 \right)^{-1/2} M_{33}(q, p) \right] dp + \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{p_2} H(t-t_2) \times \text{Re} \left[\eta_\beta \sigma^{-1} \left(\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2 \right)^{-1/2} N_{33}(q, p) \right] dp \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 $H(t)$ はステップ関数であり、 Re は実数部を意味している。被積分の諸関数は、以下のようである。

$$\begin{aligned} \eta_\alpha &= \left(\frac{1}{v_p^2} + p^2 - q^2 \right)^{1/2} & \text{Re} \{ \eta_\alpha \} &\geq 0 \\ \eta_\beta &= \left(\frac{1}{v_s^2} + p^2 - q^2 \right)^{1/2} & \text{Re} \{ \eta_\beta \} &\geq 0 \\ r &= \eta_\beta^2 + p^2 - q^2 & \sigma &= r^2 + 4 \eta_2 \eta_\beta (q^2 - p^2) \\ M_{33}(p, q) &= \eta_\alpha r \\ N_{33}(p, q) &= 2 \eta_\alpha (q^2 - p^2) \end{aligned}$$

また、第 2 項の積分では、臨界角 $\theta = \sin^{-1} \frac{v_s}{v_p}$ によって積分経路が異なり、以下のような t_2, p_2 の値をとる。

$$p_2 = \begin{cases} \left(\left(\frac{t}{r} \right)^2 - \frac{1}{v_s^2} \right)^{1/2} & \sin \theta < \frac{v_s}{v_p} \\ \left(\left(\frac{t}{r} - \frac{1}{v_s^2} \frac{1}{v_p^2} \right)^{1/2} \cos \theta \right)^2 - \frac{1}{v_p^2} & \sin \theta > \frac{v_s}{v_p} \end{cases}$$

すれば、Mooney の論文より Lamb 解は次のように表わされる。

$$G_{33}^H(X, t; 0) = \frac{\partial^2}{\pi^2 \mu R} G(\tau) \left. \begin{aligned} R = |X|, \delta = \frac{v_p}{v_s}, \tau = \frac{v_s}{R} t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 v_p, v_s は、それぞれ P 波、S 波の伝播速度であり、 $G(\tau)$ は、以下のようなものである。

$$G(\tau) = \begin{cases} 0 & \tau < \frac{1}{\delta} \\ G_1(\tau) & \frac{1}{\delta} < \tau < 1 \\ G_1(\tau) + G_2(\tau) & \tau > 1 \end{cases}$$

$$G_1(\tau) = p_r \int_{1/\delta}^{\tau} v [f(v)]^{-1} (1-2v^2)^2 (v^2 - 1/\delta^2)^{1/2} (\tau^2 - v^2)^{-1/2} dv$$

$$G_2(\tau) = p_r \int_1^{\tau} 4 v^3 [f(v)]^{-1} (v^2 - 1/\delta^2) (v^2 - 1)^{1/2} (\tau^2 - v^2)^{-1/2} dv$$

$$f(v) = \delta^2 - 8 \delta^2 v^2 + 8 v^4 (3 \delta^2 - 2) - 16 v^6 (\delta^2 - 1)$$

上式の p_r は積分の主値の意味であり、 $f(v)$ は Rayleigh 方程式である。

b) 内部パルスの Lamb 解

同様に、 x_3 方向の成分のみに着目し、Fig. 3 に示すように、 $\xi = (0, 0, x_3')$ 、 $X = (x_1, x_2, 0)$ とし、

$$x_1 = R \cos \phi, x_2 = R \sin \phi, R = r \sin \theta, x_3' = r \cos \theta$$

と、おけば、Johnson により Lamb 解は、次のようになる。

$$t_2 = \begin{cases} \frac{r}{v_s} & \sin \theta \geq \frac{v_s}{v_p} \\ \frac{r}{v_p} \sin \theta + r \left(\frac{1}{v_s^2} - \frac{1}{v_p^2} \right)^{1/2} \cos \theta & \sin \theta < \frac{v_s}{v_p} \end{cases}$$

さらに、第 1 項の積分では、

$$q = -\frac{t}{r} \sin \theta + i \left(\left(\frac{t}{r} \right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2 \right)^{1/2} \cos \theta$$

であり、第 2 項の積分では、

$$q = \begin{cases} -\frac{t}{r} \sin \theta + i \left(\left(\frac{t}{r} \right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2 \right)^{1/2} \cos \theta & \left(\frac{t}{r} \right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2 > 0 \\ -\frac{t}{r} \sin \theta + \left(\frac{1}{v_s^2} - \left(\frac{t}{r} \right)^2 + p^2 \right)^{1/2} \cos \theta & \left(\frac{t}{r} \right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2 < 0 \end{cases}$$

$$\left\{ \left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2 \leq 0 \right.$$

である。

式 (8), (9) の Lamb 解を用いれば, 集中力 $f_3(\xi, t')$ により, 半無限体の表面上の点 X で生じる x_3 方向の変位 u_3 は, 式 (7) より, 次のように表わされる。

$$u_3(X, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{33}^H(X, t-t'; \xi) \frac{df_3(\xi, t')}{dt'} dt' \dots\dots\dots (10)$$

(3) 転位モデルより発生する弾性波動

本節では, 転位 (変位の不連続) モデルより発生する弾性波動について考察する。

式 (6) で, 集中力 $f=0$ とすれば, 式 (2) より次のようになる。

$$u_m(X, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \nu_j \{ \lambda G_{mp, p'}(X, t-t'; \xi) \delta_{ij} + \mu G_{mi, j'}(X, t-t'; \xi) + \nu G_{mj, i'}(X, t-t'; \xi) \} [u_i(\xi, t')] dt' \dots\dots\dots (11)$$

上式が, 転位 $[u]$ により発生する変位を求める式である。ここでは, 後の実験に対応した場合の転位 $[u]$ のみを考えることにする。

Fig. 4 のような座標系をとり, 点 $\xi(0, 0, x_3')$ で生じる Fig. 2 に示したような 2 つの転位モデルによる表面上の点 X での x_3 方向の変位 u_3 を考える。Fig. 2

$$G_{k' H}(x, t; x_3') = \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{\left(\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2}\right)^{1/2}} H\left(t - \frac{r}{v_p}\right) \times \text{Re} \left\{ \eta_\alpha \sigma^{-1} \left(\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_p^2} - p^2 \right)^{-1/2} M_{k'}(q, p) \right\} dp + \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^{p_2} H(t-t_2) \times \text{Re} \left\{ \eta_\beta \sigma^{-1} \left(\left(\frac{t}{r}\right)^2 - \frac{1}{v_s^2} - p^2 \right)^{-1/2} N_{k'}(q, p) \right\} dp \dots\dots\dots (14)$$

ここで, 積分に現われる諸量は, すべて式 (9) と同じであり, $M_{k'}, N_{k''}$ で式 (12), (13) に関係するもののみを書き出せば, 以下のようである。

$$\begin{aligned} M_{31, 1'}(q, p) &= -r((q^2 + p^2)\cos^2 \phi - p^2), & N_{31, 1'}(q, p) &= 2 \eta_\alpha \eta_\beta ((q^2 + p^2)\cos^2 \phi - p^2) \\ M_{32, 2'}(q, p) &= -r((q^2 + p^2)\sin^2 \phi - p^2), & N_{32, 2'}(q, p) &= 2 \eta_\alpha \eta_\beta ((q^2 + p^2)\sin^2 \phi - p^2) \\ M_{33, 3'}(q, p) &= -\eta_\alpha^2 r, & N_{33, 3'}(q, p) &= -2 \eta_\alpha \eta_\beta (q^2 - p^2) \\ M_{33, 1'}(q, p) &= -q \eta_\alpha r \cos \phi, & N_{33, 1'}(q, p) &= -2 q \eta_\alpha (q^2 - p^2) \\ M_{31, 3'}(q, p) &= -q \eta_\alpha r \cos \phi, & N_{31, 3'}(q, p) &= 2 q \eta_\alpha \eta_\beta^2 \cos \phi \end{aligned}$$

3. 擬似 AE 発生源より生じる AE 波動に関する考察

(1) 実験概要

転位モデルにより AE の発生機構を解明する前に, 実際にどのような波動が発生するか, AE が弾性波動とし

(a) は, 表面に垂直な面 Σ で引張クラックが生じるものであり, Fig. 2 (b) は, 同様な面で鉛直方向のせん断クラックが生じるもので, 地震学では dipslip¹³⁾ とよばれる。

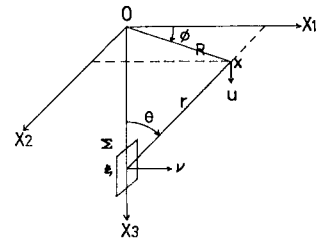


Fig. 4 The geometry of the dislocation surface Σ in the half space.

Fig. 2 (a), (b) それぞれの転位モデルに対して式 (11) は, $\nu=(1, 0, 0)$ であることより, 次のようになる。

$$u_3(X, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ (\lambda + 2\mu) G_{31, 1'}(X, t-t'; x_3') + \lambda G_{32, 2'}(X, t-t'; x_3') + \lambda G_{33, 3'} \cdot (X, t-t'; x_3') \} [u_1(x_3', t')] dt' \dots\dots\dots (12)$$

$$u_3(X, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ \mu G_{33, 1'}(X, t-t'; x_3') + \mu G_{31, 3'}(X, t-t'; x_3') \} \cdot [u_3(x_3', t')] dt' \dots\dots\dots (13)$$

グリーン関数の微分は, $G_{k'}$ と書き, 前と同様にステップ関数に対する解を $G_{k' H}$ とすれば, Johnson の論文¹⁴⁾より次のように表わされる。

てシミュレートできるかどうかを検討する必要がある。

そこで, 擬似的な AE 発生源より生じる AE 波動を検出し, これを Lamb の問題として解析することを試みる。

実験では, 半無限弾性体のモデルとして, Table 1 に示すような配合のモルタル, コンクリートにより 30 cm × 30 cm × 6 cm の供試体を作製した。

予備試験の結果, モルタル, コンクリートの P 波の伝

Table 1 Mix proportion of mortar and concrete.

	Maximum gravel size (mm)	W/C (%)	S/a (%)	C (kg/m ³)	W (kg/m ³)	S (kg/m ³)	G (kg/m ³)
Mortar	—	60	—	595	357	1190	—
Concrete	10	63	34	313	197	626	1252

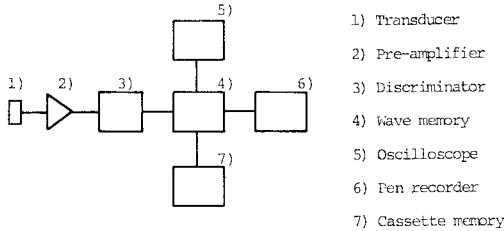


Fig. 5 A block diagram of the AE monitoring and recording system.

播速度 v_p は、それぞれ 4000 m/s, 4300 m/s であり、ポアソン比は、ともに 0.2 であった。これより S 波速度 v_s は、それぞれ 2450 m/s, 2630 m/s と求められた。

AE 波動の検出に使用した計測システムのブロックダイアグラムを Fig. 5 に示す。AE 変換子は 905 S²⁾ を使用し、周波数帯を 10 kHz~300 kHz, 増幅度を 60 dB に設定した。検出された AE 波動は、一波形に対してサンプリング間隔 50 ns(10⁻⁹s) の 1024 個のデジタルデータとしてウェーブメモリに記憶させ、デジタルカセットに収録した。

表面パルスの実験は、Fig. 6 に示すように供試体上面の中心、図の座標系の原点に擬似 AE 発生源として AE 変換子 (905 S) を設置した。これを加振器として用い、方形波電圧パルスを入力して集中力 $f(t)$ を生じさせた。ここで供試体は、すべての境界が自由表面となるように四隅のみを支持した。そして、AE 波動を、図のように供試体上面の原点から R 離れた点 E に設置した同じ AE 変換子 (905 S) で Fig. 5 の計測システムを用いて検出した。

また、内部パルスの実験は、同じ供試体の下面の中心、Fig. 6 によれば点 (0,0,6) に擬似 AE 発生源として変換子 905 S を設置し、同様な実験を行った。

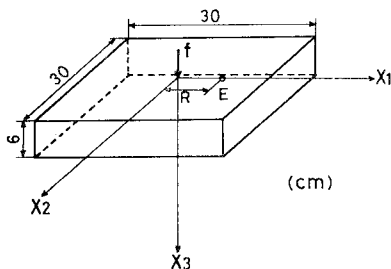


Fig. 6 A sketch of the experiment for the surface pulse of Lamb's problem.

本実験の供試体は、実際には半無限体ではなく、さらに、内部パルスの実験では集中力の作用する点は内部でない。このため、供試体下面および側面からの反射波が、検出波形に大きな影響を与えることが予想される。しかし、波の擾乱が生じる以前の過渡的な時間内での初動部分のみに着目すれば、近似的に半無限体での波動と考えるよいであろう。実際に、一波形の記録時間が約 50 μ s であることより、ウェーブメモリのトリガー前の部分を考慮すれば、数 10 μ s 程度の初動部分の AE 波動が検出されることになる。供試体に使用したモルタル、コンクリートの弾性波速度を考慮すれば、 $R=2.5$ cm~7.5 cm ならば反射の影響は、初動から数 10 μ s の間には現われないと考えられる。

実験では、表面パルスの場合には $R=2.5$ cm, 5 cm の点で、内部パルスの場合には $R=2.5$ cm, 5 cm, 7.5 cm の点で AE 波動を検出した。また、擬似 AE 発生源に入力した方形波電圧パルスは、30 kHz (パルスの継続時間 $T_d=16.7 \mu$ s), 40 kHz ($T_d=12.5 \mu$ s) の 2 種類である。

(2) 解析手法

本実験は、Lamb の問題の表面および内部で集中力 $f(t)$ が作用する場合に対応している。しかし、AE 変換子 905 S の応答特性と集中力 $f(t)$ が未知である。

変換子 905 S は、構成材料として円板形の圧電素子を用いている。円板形の圧電素子は、直径に比べて厚みがあまり薄くなければ、縦効果の振動子²⁰⁾であり、擬似発生源では x_3 方向の集中力が生じ、検出点では x_3 方向の波動成分を検出すると考えられる。また、縦効果の圧電素子にステップ電圧が入力された場合、発生する力はステップ関数ではなく、立ち上がり時間をもつ関数となることが知られている²¹⁾。

そこで、継続時間 T_d の方形波電圧パルスにより生じる集中力 $f(t)$ を、Fig. 7 に示すような立ち上がり時間 T_r をもつ滑らかな関数と仮定した。

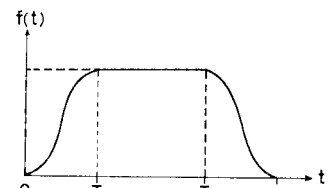


Fig. 7 The quadrature pulse(broken line)and the assumed force time curve (solid line).

さらに、AE 変換子 905 S が裏込め材により質量をもち、共振周波数が 1 MHz であることより、検出側の変換子は、実験の周波数帯では、 x_3 方向の加速度 \ddot{u}_3 を検出していると考えた。

このとき、 \ddot{u}_3 は式 (10) より、次のように表わされる。

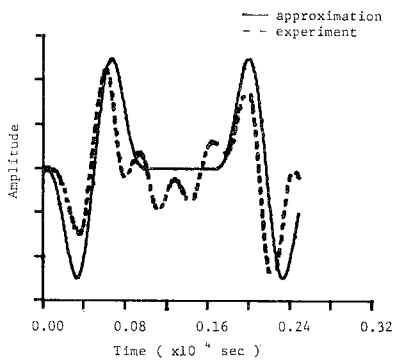


Fig. 8 The detected waveform for the quadrate pulse($T_d=16.7 \mu\text{s}$) and the approximated function $k(t)$ by eq. (17)

$$\ddot{u}_3(\mathbf{X}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{33}^H(\mathbf{X}, t-t'; \xi) \frac{d^3 f}{dt^3}(t') dt' \dots\dots\dots(15)$$

次に、2つの変換子を直接に貼り合わせ、一方に方形波電圧パルスを入力した場合、他方から検出される出力 $k(t)$ を考える。これは、式 (15) で G_{33}^H がステップ関数となる場合に対応し、次のようになると考えられる。

$$k(t) = \frac{d^2 f}{dt^2}(t) \dots\dots\dots(16)$$

そこで、実際に実験を行って、検出された波動から、式 (16) に従い2回積分が **Fig. 7** のようになる微分可能な近似関数 $k(t)$ を決定した。

30 kHz の方形波電圧パルス ($T_d=16.7 \mu\text{s}$) を入力した場合の検出波形とそれより決定した近似関数 $k(t)$ を **Fig. 8** に示す。図の近似関数 $k(t)$ は、方形波の立ち上がり ($0 \leq t \leq T_r$) に相当する部分が、次のような関数で表わされている。

$$k(t) = -\cos^3\left(\frac{\pi}{T_r}t - \frac{\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi}{T_r}t - \frac{\pi}{2}\right) \dots\dots\dots(17)$$

$(T_r=10 \mu\text{s})$

以上の仮定に基づき、実験より得られた AE 波動を式 (15), (16) を用いて、次式により解析することにした。

$$\ddot{u}_3(\mathbf{X}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{33}^H(\mathbf{X}, t-t'; \xi) \frac{dk}{dt}(t') dt' \dots\dots\dots(18)$$

また、 G_{33}^H は、表面パルス、内部パルスに対応して、それぞれ式 (8), (9) を用いた。

(3) 結果および考察

表面パルスの実験より得られた AE 波動と式 (18) より求めた検出点での解析波動の例を **Fig. 9~11** に示す。図中の縦軸は、実験結果では電圧であり、解析結果

では加速度となるが、実際の変換率がわからないためスケールは示さなかった。また、初動の到達時間は、解析結果では距離 R に対応しているが、実験結果ではウェーブメモリでトリガーした時刻が不明であり、図中の初動前の時間に意味はない。

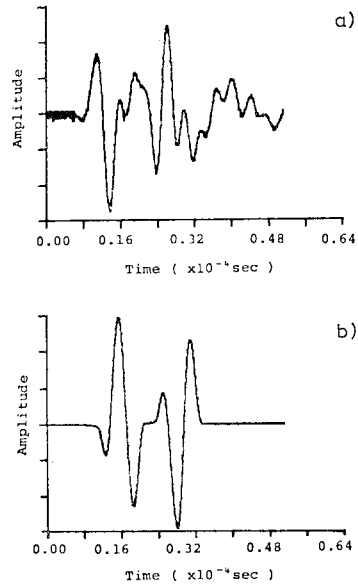


Fig. 9 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R=2.5 \text{ cm}$, $T_d=12.5 \mu\text{s}$.

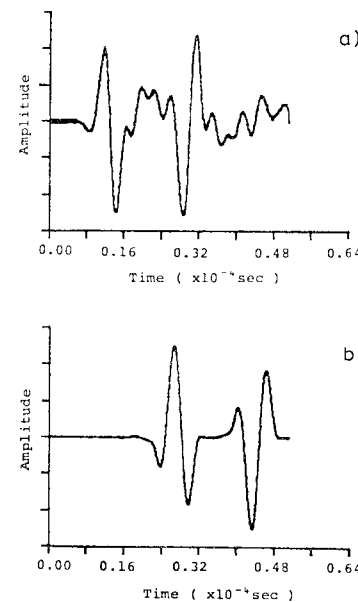


Fig. 10 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R=5.0 \text{ cm}$, $T_d=16.7 \mu\text{s}$.

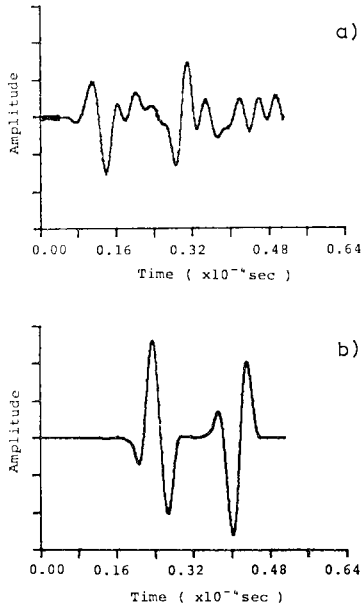


Fig. 11 AE waveforms for the surface pulse of Lamb's problem in concrete, a) detected and b) simulated for $R=5.0$ cm, $T_d=16.7$ μ s.

Fig. 9 と **Fig. 10** は、モルタル供試体で方形波の継続時間 T_d と距離 R が異なる場合の結果である。解析波形を比較すれば、距離 R に対応して初動の到達時刻が異なっており、 T_d に対応して解析波形の継続時間が異なっているのがわかる。しかし、方形波の立ち上がりに対応する波動部分は、解析では差異がないため一致しているのがわかる。**Fig. 10** と **Fig. 11** は、方形波の継続時間 T_d と距離 R が同じである場合のモルタルとコンクリート供試体における結果である。2つの解析波形をみれば、その相違は到達時間のみのようである。これは表面パルスの Lamb 解にはポアソン比が大きく影響するが、解析ではモルタル、コンクリートともにポアソン比を 0.2 としたためであろう。また、Lamb 解では、P 波、SV 波は小さく、Rayleigh 波が非常に大きく現われる¹⁹⁾。したがって、図中の波動は Rayleigh 波成分であり、このことは到達時間からもわかる。

Fig. 9, 10 をみれば、近似関数 $k(t)$ で表現し得なかった微動を除いて、実験と解析の波動はよく一致していることがわかる。実験波動では、解析結果と対応する部分以後に、次々と位相の異なる波動が現われている。これは、供試体下面からの反射波の到達すると考えられる時刻にほぼ対応していることより、境界での反射によるものであろう。

Fig. 11 は、コンクリート供試体における結果の例である。実験と解析の波動は、方形波の下り部分に対応す

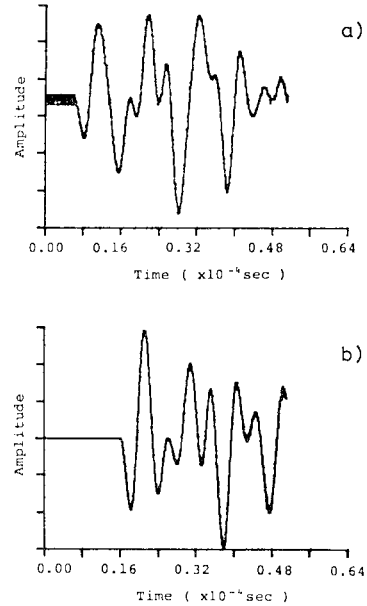


Fig. 12 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R=2.5$ cm, $T_d=16.7$ μ s.

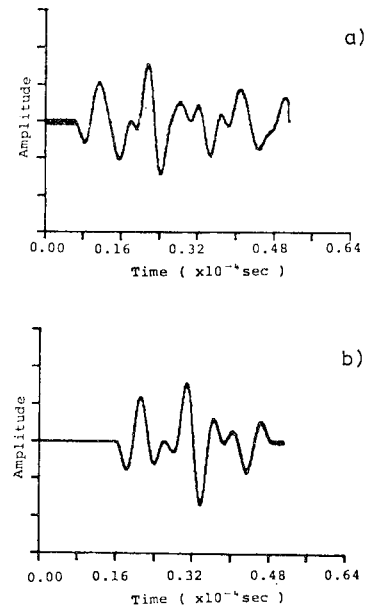


Fig. 13 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R=2.5$ cm, $T_d=12.5$ μ s.

る付近で少々一致なくなっている。これは、モルタルでは、よく一致していることから考えれば、骨材による影響かもしれない。

内部パルスの実験と解析の例を **Fig. 12~15** に示す。

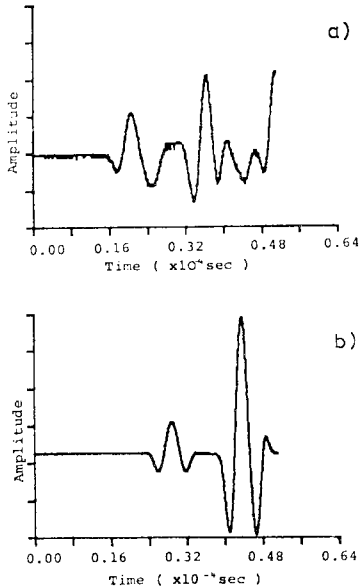


Fig. 14 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in mortar, a) detected and b) simulated for $R=7.5$ cm, $T_d=16.7$ μ s.

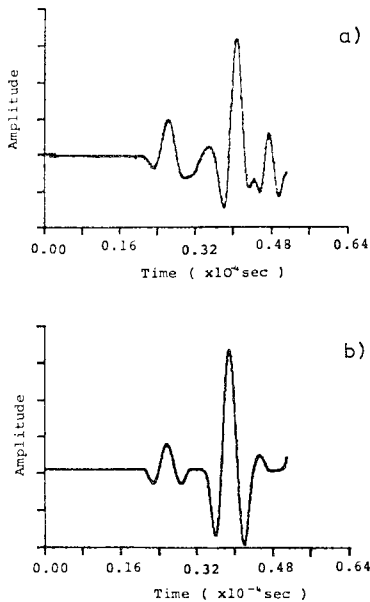


Fig. 15 AE waveforms for the buried pulse of Lamb's problem in concrete a) detected and b) simulated for $R=7.5$ cm, $T_d=16.7$ μ s.

Lamb 解では、 $0.42 \leq R/x_3' \leq 1.25$ であるため P 波と小さな SP 波と SV 波が現われる。解析では、さらに、継続時間 T_d 後の波動が重なるため、Fig. 12~15 の解析結果は、 T_d と位置 R により非常に異なっている。図の到達時間より初動が P 波であり、Fig. 12, 13 では

明瞭でないが、Fig. 14, 15 では次に現われているのが SV 波であることがわかる。

Fig. 12, 13 は、モルタル供試体で継続時間 T_d の異なる方形波を入力した場合である。実験で検出された AE 波動と式 (18) より求めた検出点での解析波動は、表面パルスの場合よりよく一致している。これは、 T_d 後の波動が重なり、近似関数で表現し得なかった微動の影響が大きく現われなかったためと考えられる。また、解析と実験波動の初動部分の一致より、実験波動の解析波動に対応する部分には、反射の影響は現われていないと思われる。

Fig. 14, 15 は、 $R=7.5$ cm の場合のモルタルとコンクリート供試体における違いを調べたものである。Fig. 14 では 2 つの波動は、かなりよく一致しているが、Fig. 15 の実験波動では、解析波形と比較すれば、SV 波の波動の後半で、波形の位相が急変している。これは、コンクリートの弾性波速度がモルタルより速いため供試体下面からの反射波の影響が現われたのである。

以上の結果より、擬似 AE 発生源より生じた AE 波動は、Lamb の問題の表面パルス、内部パルスによる自由表面での弾性波動としてシミュレートできることがわかった。また、検出された AE 波動の解析波動に対応する初動部分には、境界からの反射の影響はほとんど現われなかった。これより実験波動は、実験に使用した供試体を半無限弾性体として解析しても十分近似し得ることが確かめられた。

4. AE 波動の発生機構に関する考察

(1) 実験概要

本章では、実際の破壊により発生する AE 波動を検出し、これを転位モデルから発生する弾性波動としてシミュレートすることを試みる。

岩質材料の破壊にはさまざまな機構が考えられるが、ここでは、2. で考察した 2 つの転位モデルに相当する破壊機構について検討する。

実際に検出される AE 波動は、伝播経路中の回折波や境界からの反射波等が、複雑に重なり合っているため、完全に解析することは非常に困難である。そこで、前章と同じ供試体を使用し、半無限弾性体での波動現象として検討を行うことにする。

Fig. 2 (a) の転位モデルに対応した引張りクラックを発生させるために、前章で使用したモルタル、コンクリートの供試体により Fig. 16 に示すような割裂試験を行った。図のように供試体の上、下面に線荷重を載荷

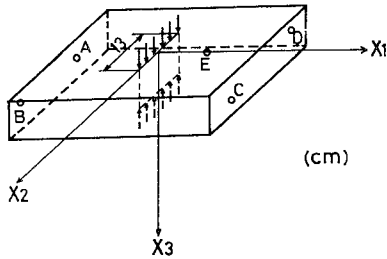


Fig. 16 A sketch of the split test, generating tensile cracks in the half space model specimen.

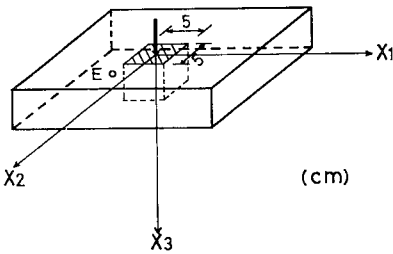


Fig. 17 A sketch of the punching shear test, generating dip-slip shear cracks in the half space model specimen.

し、 x_2 - x_3 平面の近傍に引張クラックを生じさせた。このとき載荷は、20 kg/s 程度の低速度で行い、AE の発生が確認されるごとに停止させた。発生する AE 波動は、図の点 E に設置した AE 変換子 905 S により前述の計測システムを用いて検出した。同時に、供試体側面の点 A, B, C, D に AE 変換子 900 BA (PZT-7 圧電素子、 ϕ 4 mm \times 2 mm) を設置し、4 チャンネルの計測システムにより破壊源探査⁴⁾を行った。ここで破壊源探査に 900 BA を使用したのは、905 S に比べ 900 BA の径が小さく、探査の精度が向上すると考えたためである。

Fig. 2 (b) のせん断クラックの転位モデルに対応しては、Fig. 17 に示すような押し抜きせん断試験を行った。

(2) 解析手法

解析に際しては、実験の破壊形式より、転位面 Σ の法線方向は、割裂試験では x_1 方向、押し抜きせん断試験では、 x_3 軸に垂直であると考えた。そして、破壊源探査より求められた破壊位置に関して座標変換を行い、押し抜きせん断試験においても転位面の法線方向を x_1 方向に一致させて、Fig. 4 とまったく同様な座標系を選ぶことにした。

このとき、前章の結果から AE 変換子 905 S が x_3 方向の加速度 \ddot{u}_3 を検出すると考えられることより、式 (12), (13) は、次のように変形される。

$$\ddot{u}_3(\mathbf{X}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ (\lambda + 2\mu) G_{31,1}{}^H(\mathbf{X}, t-t'; x_3') + \lambda G_{32,2}{}^H(\mathbf{X}, t-t'; x_3') + \lambda G_{33,3}{}^H(\mathbf{X}, t-t'; x_3') \} \cdot \frac{d^3}{dt^3} [u_1(x_3', t')] dt' \dots\dots\dots (19)$$

$$\ddot{u}_3(\mathbf{X}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ \mu G_{33,1}{}^H(\mathbf{X}, t-t'; x_3') + \mu G_{31,3}{}^H(\mathbf{X}, t-t'; x_3') \} \frac{d^3}{dt^3} \cdot [u_3(x_3', t')] dt' \dots\dots\dots (20)$$

上式により、引張クラック、せん断クラックに対応した解析波動を求めるには、点 $\xi = (0, 0, x_3')$ での転位の時間関数 $[u_1(x_3', t)]$, $[u_3(x_3', t)]$ を決定しなければならない。転位は、終局の不連続量を持ち、物理的に開始時および終結時においては転位速度が 0 であると考えられる。そこで、転位の時間関数を、前章での解析に際し仮定した $f(t)$ と立ち上がり部が同様な Fig. 18 に示すようなものと考えた。これより、転位 $[u_1]$, $[u_3]$ の時間に関する二次導関数は、式 (17) で表わされる。ただし、立ち上がり時間 T_r は、個々のクラックにより異なると考え、実験より得られた波動とよく一致するように定めた。

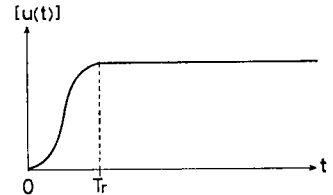


Fig. 18 The assumed source time function.

(3) 結果および考察

本実験の破壊形式が、終局破壊直前までほとんど AE を発生しないものであったため、破壊位置が精度よく求められた現象は、ごくわずかであった。

割裂試験での結果の例を Fig. 19~21 に示す。図の a) が、実験において供試体上面の点 E で検出された AE 波動、b) が、破壊源探査された点で引張クラックが発生したと考え、式 (19) より求めた点 E での解析波動である。また、前章と同様に、解析結果に破壊源から検出点 E までの距離に対応した到達時間が示されている。

Fig. 19 はモルタル供試体における結果である。推定した立ち上がり時間 T_r と実験より求められた Fig. 16 の座標系に対する破壊源位置は、図の説明に示した。これより、引張りクラックが載荷点の近傍の浅いところで発生したことがわかる。AE 波動は、P 波の到達直後より検出されているが、初動から 30 μ s 程度の解析波動と対応する部分はよく一致している。

Fig. 20, 21 はコンクリート供試体での結果である。

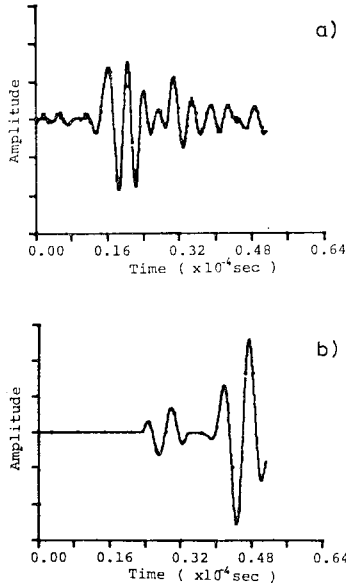


Fig. 19 AE waveforms, a) detected and b) simulated for the tensile crack in mortar, source coordinate $(-0.6, -4.0, 1.1)$ and deduced $T_r=10 \mu\text{s}$.

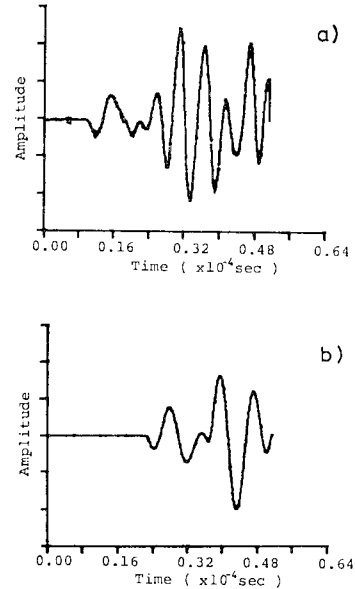


Fig. 21 AE waveforms, a) detected and b) simulated for the tensile crack in concrete, source coordinate $(-1.5, -1.0, 3.5)$ and deduced $T_r=14 \mu\text{s}$.

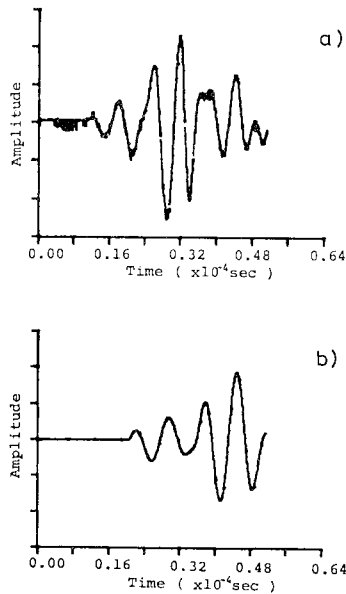


Fig. 20 AE waveforms, a) detected and b) simulated for the tensile crack in concrete, source coordinate $(-0.3, 4.0, 1.3)$ and deduced $T_r=14 \mu\text{s}$.

Fig. 20 でも初動から $30 \mu\text{s}$ 程度の部分では、実験と解析の波動はよく一致している。また、実験波動では、解析波動に対応する部分の後に、境界からの反射波が到達していることがわかる。**Fig. 21** では、実験と解析の波動は初動から $20 \mu\text{s}$ 程度しか一致していない。これは、破壊位置が **Fig. 19, 20** に比べ深いところにあ

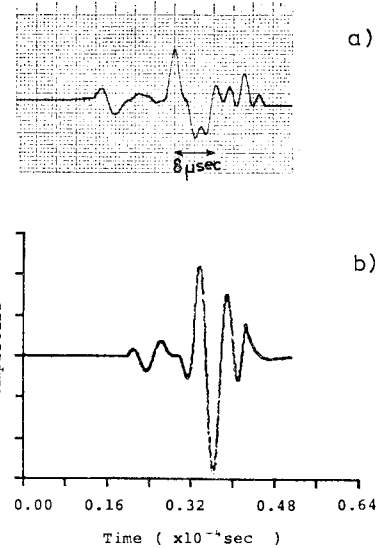


Fig. 22 AE waveforms, a) detected and b) simulated for the dip-slip shear crack in concrete, source coordinate $(-3.0, 1.0, 3.0)$ and deduced $T_r=10 \mu\text{s}$.

るため、供試体下面からの反射が早く現われたのであろう。

押し抜きせん断試験では、供試体の支持と載荷方法に問題があり、最終的に供試体は曲げ破壊した。しかし、終局破壊前に発生した AE で、破壊位置がせん断面付近に求められたものもあった。

点Eで検出された AE 波動と転位が dip-slip であると仮定して式 (20) より求めた点Eでの解析波動が一致した例を、Fig. 22 に示す。図の破壊源位置は、Fig. 17 の座標系に対するものである。破壊位置は、せん断破壊面の近傍にあるが、Fig. 21 と同様に深いところにあるため、実験波動には初動から 20 μ s 程度で、供試体下面からの反射の影響が現われている。

以上の結果から、岩質材料の破壊により発生する AE 波動は、転位モデルより発生する弾性波動としてシミュレートしたものと初動部分はよく一致しており、Fig. 19~22 によれば、立ち上がり時間は 10~14 μ s の範囲にあることが推定される。

5. 結 論

本論文は、コンクリート材料の AE の発生特性に関する基礎的研究の一環として、AE の発生機構について考察したものである。

AE 現象とは、材料内部の微小破壊に伴って発生する波動現象であり、個々の現象には対応する破壊源が存在する。本論文では、破壊を転位モデルで表現し、これを AE 波動の発生機構と考えた。

実験としては、モルタル、コンクリートでモデル供試体を作製し、まず、擬似 AE 発生源より生じる AE 波動を検出した。これを Lamb の問題として解析し、検出された AE 波動と解析結果の比較検討を行った。

さらに、同じ供試体を使用し、割裂試験、押し抜きせん断試験を行い、発生する AE 波動を検出し、同時に破壊源探査により破壊位置を求めた。この位置に対応する転位モデルより発生する弾性波動をシミュレートし、検出された AE 波動と比較することにより、AE 発生機構を検討した。

これより得られた結論は、以下のようである。

(1) 擬似 AE 発生源より生じる AE 波動は、Lamb の問題の表面パルス、内部パルスによる自由表面での弾性波動とよく一致した。ここで、解析上の仮定は、AE 変換子 905 S は、鉛直方向の加速度成分を検出すると考えたことである。

(2) 本実験の結果、AE 波動の解析波動に対応する初動部分には、境界からの反射の影響はほとんど現われず、使用した供試体を半無限弾性体として解析しても十分近似し得ることが確かめられた。

(3) 割裂試験において検出された AE 波動は、破壊位置での引張クラックに対応する転位より発生する弾性波動と初動部分はよく一致した。これより、AE 変換子 905 S が鉛直方向の加速度成分を検出していることも確かめられた。

(4) 押し抜きせん断試験でも、数例ではあるが、検出された AE 波動の初動部分で破壊位置でのせん断クラックに対応する転位より発生する弾性波動の初動部分と一致するものが、得られた。

(5) AE 波動の発生機構を転位と考えた解析に際しては、検出された AE 波動と最もよく一致するように立ち上がり時間 T_r を変化させた。 T_r は 10 μ s~14 μ s の範囲であることが推定された。

6. あとがき

本研究の結果、実験で検出された AE 波動と解析波動にかなりの一致がみられたことより、AE 波動の発生機構を転位モデルにより解明する可能性が示されたと考えられる。

実際の破壊では、破壊形式により、破壊位置、破壊機構、破壊の進行方向等が異なるが、それらに対しても発生する AE 波動をシミュレートすることが可能であろう。また、検出される AE 波動より、岩質材料の破壊機構を解明する可能性も示されたと考えられる。

最後に、本研究の遂行にあたり、京都大学構造力学研究室の塩見寛之氏、広瀬壯一氏の各位に援助いただいたことを付記し、感謝の意を表わしたい。なお、波動のシミュレーション計算は、京都大学大型計算機センターの M-190 によった。

参 考 文 献

- 1) Acoustic Emission Monitoring of Pressurized Systems, ASTM, STP 697, ASTM, 1979.
- 2) Proc. 1st Conf. Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials, Trans Tech Publications, 1975.
- 3) 丹羽義次・小林昭一・大津政康：コンクリート構造物のアコースティック・エミッション特性に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，No. 261, 1977.
- 4) 丹羽義次・小林昭一・大津政康：アコースティック・エミッションによる破壊源探査，土木学会論文報告集，No. 276, 1978.
- 5) Niwa, Y., S. Kobayashi and M. Ohtsu : Frequency Analysis of Acoustic Emission, Proc. 23rd Japan Congr. Mat. Res., 1980.
- 6) Frederick, J.R. and D.K. Felbeck : Dislocation Motions as a Source of Acoustic Emission, ASTM, STP 505, ASTM, 1972.
- 7) Speich, G.R. and R.M. Fisher : Acoustic Emission during Martensite Formation, *ibid.* 6).
- 8) 栗林一彦：AE の発生機構，第 2 回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集，1979.
- 9) 羽田野甫：アコースティック・エミッション，応用物理，Vol. 44, 1975.
- 10) Pao, Y., R.R. Gajewski and A.N. Ceranoglu : Acoustic Emission and Transient Waves in an Elastic Plate, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 65, 1979.
- 11) 金子勝比古・伊藤一郎：岩石内に発生するマイクロクラックに関する研究，材料，Vol. 26, No. 285, 1977.

- 12) Steketee, J.A. : Some Geophysical Applications of the Elasticity Theory of Dislocations, *Can. J. Phys.*, Vol. 36, 1958.
- 13) Burridge, R. and L. Knopoff : Body Force Equivalents for Seismic Dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 54, 1964.
- 14) Haskell, N.A. : Elastic Displacements in the Near-Field of a Propagating Faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 59, 1969.
- 15) Lamb, H. : On the Propagation of Tremors over the Surface of an Elastic Solid, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, ser. A*, Vol. 203, 1904.
- 16) Pekeris, C. : The Seismic Surface Pulse, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 41, 1955.
- 17) Pekeris, C. : The Seismic Buried Pulse, *ibid.* 16).
- 18) Mooney H.M. : Some Numerical Solutions for Lamb's Problem, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol. 64, 1974.
- 19) Johnson, L.R. : Green's Function for Lamb's Problem, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 37, 1974.
- 20) 川端 昭 : 超音波圧電振動子とその応用 (I), *材料*, Vol. 22, No. 232, 1973.
- 21) Redwood, M. : Transient Performance of a Piezoelectric Transducer, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 33, 1961.

(1980.7.18・受付)
