

AE 波動の周波数領域での解析と発生機構に関する考察

WAVEFORM ANALYSIS OF ACOUSTIC EMISSION IN THE FREQUENCY DOMAIN

大津 政 康*
By Masayasu OHTSU

基づいて検出波形を周波数領域で取り扱うことによって、発生機構を決定する可能性を考察する。

1. はじめに

アコースティック・エミッション (Acoustic Emission, 略して AE) 現象とは、固体内部の微小破壊により発生する弾性波動現象である。これは、構造部材などの主破壊前の段階で検出されることから、欠陥箇所の検出および健全度の診断などを目的とする非破壊試験としてさまざまな分野への適用が試みられている¹⁾。

このような材料の破壊挙動と関連した AE の諸特性は、いくつかの分析パラメーターによって研究されている²⁾。なかでも、検出される個々の AE 波形は、発生機構と直接に関連した情報を含む注目すべきパラメーターであると考えられる。

著者らは、このような考えのもとに、AE 波動と発生機構との関係を明らかにするための理論的、実験的な研究を行ってきた³⁾。そして、AE 波動が弾性体内に生じた dislocation model (変位の食い違いモデル) により発生する弾性波として解析可能なことを示し⁴⁾、さらに、AE 波動の周波数特性を発生機構との関係から考察している⁵⁾。

本論文は、これらの研究を dislocation model theory (食い違いモデル論) の立場から統合し、発生機構の解明を目的とした周波数領域での波形解析法について検討を行ったものである。dislocation は、金属学では転位と訳され、原子レベルでの食い違いとして定義されている。しかし、本報告では、一般のコンクリート材料での AE 発生源と考えられている数 mm 程度のクラックを dislocation model で考えている。それゆえ、dislocation (変位の食い違い) とクラックという語句を同一視して使用する。

以下では、AE 波形の周波数分析を発生機構の解明のための波形解析法として位置づけ、食い違いモデル論に

2. AE 波動の波形解析法

(1) 時間領域と周波数領域での解析

AE の発生機構を解明するには、発生源での種々の要因を決定しなければならない。検出された AE 波形よりこれらの要因を決定することが、波形解析の目的である。

A これまでの研究により、コンクリート材料における E 波動の発生機構は、弾性体内に発生した動的な変位の食い違いとして数学的に記述し得ることが確かめられている。それゆえ、AE 発生源での要因の決定は、転位モデルの決定に相当する⁶⁾ことになる。

AE の発生機構を変位の食い違いと考え、AE 変換子により加速度が検出されるとすれば、検出点 \mathbf{x} での加速度 $\ddot{u}_i(\mathbf{x}, t)$ は、次のような式で表わされる。

$$\ddot{u}_i(\mathbf{x}, t) = \int_{\Sigma} \int_0^t T_{ij}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}; t-t') \cdot [\ddot{u}_j(\boldsymbol{\xi}, t')] dt' d\Sigma_{\boldsymbol{\xi}} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 $[\ddot{u}_j]$ はクラック面 Σ 上での変位の不連続量の時間に関する 2 階微分を表わし、 T_{ij} は対応する基本解である。われわれの計測システムで検出される AE 波動は、加速度成分 \ddot{u}_i であると考えていることより、式 (1) では変位の食い違いの 2 階微分 $[\ddot{u}_j]$ で表わしてある。ただし、一般に検出される AE 波動の初動以後の部分は、反射波とか分散性波動から成っている。したがって、式 (1) の解析対象となるのは、半無限体での基本解 T_{ij} を用いるとすれば、縦波、横波、Rayleigh 波までの初動部分である。

上式に基づいて、著者らがこれまで行ってきた研究の成果を述べれば、次のようになる。ただし、ここでの議

* 正会員 工博 熊本大学講師 工学部土木工学科

論では、クラック面 Σ は波動の伝播系に対して非常に小さく、点 ξ のみで代表できる point dislocation の転位モデルを考えている。

式 (1) の $T_{ij}(\mathbf{x}, \xi; t-t')$ には、 $r=|\mathbf{x}-\xi|$ として $H(t-r/v_p)$ というステップ関数が含まれている。したがって、検出点 \mathbf{x} では、縦波 (伝播速度 v_p) が到達すると同時に波動 $\ddot{u}_i(\mathbf{x}, t)$ は観測される。それゆえ、検出点により到達時刻が異なることになり、その到達時間差から点 ξ を決定することができる。これが破壊源探査 (source location) である⁷⁾。

食い違い $[u]$ に、引張クラック、せん断クラックなどで想定される変位の食い違いを与え、式 (1) の右辺で縦波成分の最初の振幅値のみを解析対象とすれば、各破壊機構に対応した特徴的な縦波の初動分布が得られる⁸⁾。これを利用して、破壊源探査の結果得られている各検出点での振幅値が式 (1) に従うと考えることにより、 $[\ddot{u}_j]$ の空間的成分を決定することができる。これが放射形式 (radiation pattern) による解析である^{8), 9)}。

式 (1) でクラック面 Σ が微小と考えれば、点 \mathbf{x} , 点 ξ は関数 T_{ij} を決定するためのみに必要となつて、それぞれの検出点での加速度波形は、次式で表わされると考えられる。

$$\ddot{u}_i(t) = \int_0^t T_{ij}(t-t') [\ddot{u}_j(t')] dt' \dots\dots\dots (2)$$

式 (2) で適当な食い違いの関数の 2 階微分 $[\ddot{u}_j(t)]$ を与えれば、検出点での加速度波形をシミュレーション解析することが可能である⁹⁾。さらに、使用した計測系が加速度成分を検出していると考え、検出波形を式 (2) の左辺に与えれば、式 (2) は $[\ddot{u}_j(t)]$ を未知関数とする Volterra 型の積分方程式¹⁰⁾となる。

これを解くことは、式 (2) の右辺の合成積の逆演算を行うことから逆合積 (deconvolution)¹¹⁾ともよばれる。

ここまでの議論は、すべて式 (1), 式 (2) に基づいた時間領域での解析法についてであった。ところが、式 (2) のような Volterra 型の積分方程式は、Fourier 変換, Laplace 変換などによって解く方が解析も容易であり解も安定なことが知られている¹⁰⁾。そこで、式 (2) を Fourier 変換すれば、

$$U(f) = W_T(f) \cdot S(f) \dots\dots\dots (3)$$

が得られる。ここで、 $U(f)$, $W_T(f)$, $S(f)$ は、それぞれ $\ddot{u}_i(t)$, $T_{ij}(t)$, $[\ddot{u}_j(t)]$ の Fourier 変換を表わしている。

式 (3) より

$$S(f) = \frac{U(f)}{W_T(f)} \dots\dots\dots (4)$$

が得られる。式 (4) は、周波数領域での逆合積演算であり、食い違いの関数の 2 階微分 $[\ddot{u}_j(t)]$ は $S(f)$ を Fourier 逆変換することによって得ることができる。このよ

うにして求められた食い違いの関数の 2 階微分を、以下では発生源関数 (source function) とよぶことにする。

さらに、式 (4) より発生源関数のスペクトル $|S(f)|$ を求めることができる。したがって、この逆合積法によれば、AE 発生源の動力学的要因 (kinetics of sources) を周波数領域でも考察できることになる。

(2) 移動食い違いモデルのスペクトル特性

前節では、point dislocation として議論を行ったが、さらに、AE 発生源を moving dislocation と考えて周波数領域で解析すれば、クラック面の規模、伝播速度などに関する情報も得ることができる。

取り扱いを簡単にするために、検出点での加速度波形の縦波初動の部分のみを対象とすれば、式 (1) の T_{ij} は無限弾性体に対する基本解の遠方項とよばれる $1/r$ の項のみで表わし得る⁸⁾。それを考慮すれば、式 (1) は、次のように変形される¹²⁾。

$$\ddot{u}_i(\mathbf{x}, t) = \int_{\Sigma} \frac{C_{jkpq}}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} \cdot \gamma_i \gamma_p \gamma_q \nu_k \cdot \frac{d^2}{dt^2} \left[\ddot{u}_j \left(\xi, t - \frac{r}{v_p} \right) \right] d\Sigma_{\xi} \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 C_{jkpq} は、波動伝播系の弾性定数テンソル、 ρ は密度である。 $\boldsymbol{\gamma}$ は距離 r の単位方向ベクトル、 $\boldsymbol{\nu}$ はクラック面 Σ の単位法線ベクトルである。

クラック面 Σ は微小なことから平面と考え、変位の食い違いの方向はどの点でも同じであるとすれば、

$$\left[\ddot{u}_j \left(\xi, t - \frac{r}{v_p} \right) \right] = s \left(\xi, t - \frac{r}{v_p} \right) n_j \dots\dots\dots (6)$$

と表わすことができる。ここで、 n は変位の食い違いの方向を表わすベクトルである。

クラック面の規模に対して、点 \mathbf{x} から点 ξ への距離 r は十分大きいと考えていることより、面積分の過程で r の方向ベクトル $\boldsymbol{\gamma}$ は変化しないと考えられる。したがって、式 (6) を考慮して式 (5) は、次のようになる。

$$\ddot{u}_i(\mathbf{x}, t) = \frac{C_{jkpq}}{4\pi\rho v_p^3} \cdot \frac{1}{r} \gamma_i \gamma_p \gamma_q \nu_k n_j \cdot \int_{\Sigma} \dot{s} \left(t - \frac{r}{v_p} \right) d\Sigma_{\xi} \dots\dots\dots (7)$$

前節で述べた放射形式は、式 (7) における $C_{jkpq} \gamma_i \gamma_p \gamma_q \nu_k n_j$ の項より求めることができる⁸⁾。それ以外の部分から、時間に関係した項を $\Omega(\mathbf{x}, t)$ として取り出せば、

$$\Omega(\mathbf{x}, t) = \int_{\Sigma} \dot{s} \left(t - \frac{r}{v_p} \right) d\Sigma_{\xi} \dots\dots\dots (8)$$

となる。

Fig. 1 のようにクラック面 Σ が、幅 W , 長さ L の長方形であり、 ξ_1 方向に速度 v_f で伝播する食い違いモデルを考える。

このとき、点 \mathbf{x} での検出波形の波長を λ として、

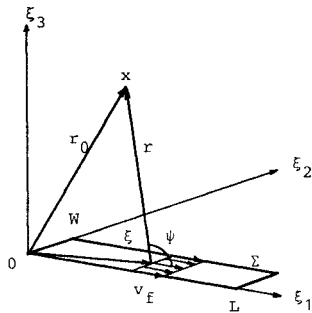


Fig. 1 Unidirectional faulting on the dislocation surface Σ .

$$L^2 \ll \frac{\lambda T_0}{2} \dots\dots\dots (9)$$

が成立するならば,

$$r \doteq r_0 - \xi_k \tau_k \dots\dots\dots (10)$$

とおける.

したがって, 式 (8) は次のようになる.

$$\Omega(\mathbf{x}, t) = \int_0^W \int_0^L \dot{s} \left(t - \frac{r_0 - \xi_k \tau_k - \xi_1}{v_f} \right) d\xi_1 d\xi_2 \dots\dots\dots (11)$$

ここで, v_f は Fig. 1 にも示したように, クラック面上の破壊の伝播速度である. W が L に対して小さく, 1 方向に伝播する食い違いを考えれば, ξ_1 と r のなす角を Ψ として, 式 (11) は,

$$\Omega(\mathbf{x}, t) = W \int_0^L \dot{s} \left\{ t - \frac{r_0}{v_p} - \xi_1 \left(\frac{1}{v_f} - \frac{\cos \Psi}{v_p} \right) \right\} d\xi_1 \dots\dots\dots (12)$$

となる. 上式を Fourier 変換すれば, 次式となる¹²⁾.

$$\left. \begin{aligned} \Omega(\mathbf{x}, f) &= 2\pi f W L S(f) \frac{\sin X}{X} \\ &\cdot \exp \left(-i \left(\frac{2\pi f r_0}{v_p} + \frac{\pi}{2} + X \right) \right) \\ X &= \pi f L \left(\frac{1}{v_f} - \frac{\cos \Psi}{v_p} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

検出される AE 波動が式 (5) によって表示されるとするならば, 周波数領域に関係するのは時間関数の部分のみであるので, 検出波形の Fourier 変換は式 (13) によって表わされることになる. ただし, ここまでの議論では AE 変換子は加速度計と考えている^{4), 5)}.

したがって, 検出波形のスペクトルは,

$$|\Omega(\mathbf{x}, f)| = 2\pi W L |f S(f)| \left| \frac{\sin X}{X} \right| \dots\dots\dots (14)$$

と表わされる. ここで, $S(f)$ は発生源関数 $s(t)$ の Fourier 変換であり, $\sin X/X$ はクラック面の規模が長さ L のものであるために生じる項である.

式 (14) によれば, 次のような結果を導くことができる. たとえば, 同一の AE 現象を食い違いの進行方向の点 \mathbf{x}_a ($\Psi=0$) と進行方向の反対側にある点 \mathbf{x}_b ($\Psi=\pi$) で検出する場合を考える. このとき, $W, L, S(f)$ は同一であることより,

$$\frac{|\Omega(\mathbf{x}_a, f)|}{|\Omega(\mathbf{x}_b, f)|} = \frac{|\sin X_a/X_a|}{|\sin X_b/X_b|} = \left| \frac{X_b}{X_a} \right| \left| \frac{\sin X_a}{\sin X_b} \right| \dots\dots\dots (15)$$

となる. ここで,

$$X_a = \pi f L \left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_p} \right),$$

$$X_b = \pi f L \left(\frac{1}{v_f} + \frac{1}{v_p} \right)$$

である.

上式から, $X_a < X_b$ であり, f が大きくなると式 (15) の値は 1 より大となることがわかる. これは, 食い違いの進行方向で検出される波動のスペクトルには, 反対方向でのそれより高周波数成分が多いという, ドップラー効果に類似した現象を表わしている.

周波数領域での波形解析をするうえで, 式 (15) のような取り扱い, 最大の問題である AE 変換子の応答特性に依存しない点で有利である. 前述のように, 本論文の定式化の段階では, AE 変換子は加速度を検出するとして行ってきた. ところが, 周波数領域ではそれが不規則な応答を示すことが知られている⁵⁾. したがって, ここまでの定式化では, 発生源関数の Fourier 変換 $S(f)$ には変換子の応答特性も含まれていると考えるべきであろう. それに対して, 式 (15) では, 変換子の特性に関係なくクラック面の規模に関係した情報が得られるという利点をもっている.

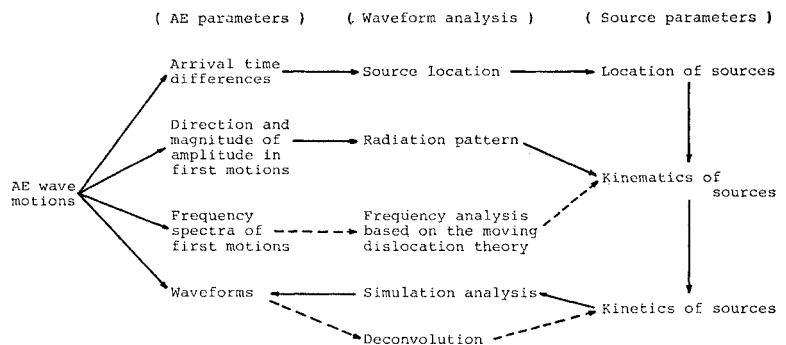


Fig. 2 Waveform analyses and relations between AE parameters and source parameters.

以上の結果，前節および本節で述べた波形解析法を整理すれば，Fig. 2 のように示すことができる。図では，食い違いの形式，方向，規模などに関する Source parameter を運動学的要因 (kinematics)，発生源関数に関するものを動力学的要因 (kinetics) と記してある。そして，実線で示した矢印が時間領域における解析，破線が周波数領域における解析を示している。以下では，この周波数領域での解析によって得られた成果について述べることにする。

3. 食い違いモデルの動力学的要因の決定

(1) 実験概要

動力学的要因の決定に関する実験としては，前報⁴⁾と同様な割裂試験を行った。AE 計測装置の 1 チャンネル分のブロックダイアグラムは Fig. 3 に示した。

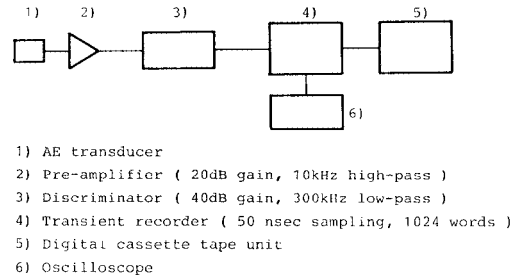


Fig. 3 Block diagram of the AE monitoring and recording system.

実験に使用した供試体は，30 cm×30 cm×6 cm の寸法であり，Table 1 に示す配合のモルタル，コンクリートでそれぞれ作成した。供試体はすべて 28 日間水中養生を行った後，実験に使用したが，その際の縦波伝播速度 v_p は，モルタル，コンクリート供試体でそれぞれ 3 900 m/s，4 400 m/s であった。

Table 1 Mix proportion of mortar and concrete.

	Maximum gravel size (mm)	W/C (%)	s/a (%)	W (kg/m ³)	C (kg/m ³)	S (kg/m ³)	G (kg/m ³)
Mortar	—	60	—	357	595	1 190	—
Concrete	10	63	34	197	313	626	1 252

実験は，Fig. 4 に示すように供試体の中央部に長さ 13 cm にわたって線荷重を作用させ，載荷軸を含む面 (図の x_2-x_3 面) 内で引張破壊を生じさせた。そして，点 T に設置した AE 変換子 (共振周波数 1 MHz，モデル 905S，NF 製) によって，発生した AE 波動の供試体下面からの反射波の到達しない初期数 10 μ s の部分のみを検出することにより，半無限弾性体の自由表面での弾性波動として検出した。同時に，供試体側面の 4 か所 A，B，C，D に設置した PZT-7 圧電素子変換子 (モデル 900BA，村田製作所製) で検出された AE 波動の到達時間差から発生位置を決定した。ここでの PZT 圧

電素子変換子の使用は，変換子径が小さいことによる探査精度の向上を期待したためである。

点 T で検出した AE 波形は，1 波形につき振幅分解能 8 bit，サンプリング時間間隔 50 ns (50×10^{-9} s) で 1 024 個 (10 bit) のデータとして，デジタルカセットテープに収録した。そして，TSS 端末より計算機によって以下に述べるような波形解析を行った。

(2) 結果および考察

実験により検出された波形の一例を Fig. 5 に示す。発生位置は，Fig. 4 の座標系に対する破壊源探査の結果を Fig. 5 の説明文中に示してある。図で縦軸は，電

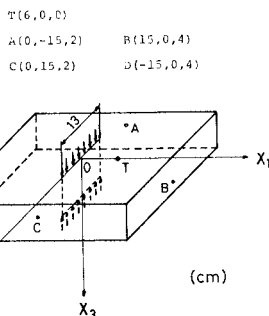


Fig. 4 Sketch of a split test, generating tensile cracks in a half space model specimen. The coordinates of transducers are shown.

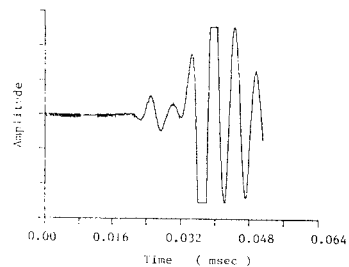


Fig. 5 AE waveform due to a tensile crack in concrete. The source coordinates is (-0.4, 0.2, 5.1) in Fig. 4.

圧であるが、変換子の変換率および振幅の距離減衰率などが不明確なため、スケールは示さなかった。これは、以後の波形の結果でも同様である。ただし、振幅値と周波数分析は直接には関係がないので、ここでは問題はないものと考えられる。この結果と破壊機構が x_1 方向へ開口する引張クラック $[u_1(t)]$ であることを考慮すれば、式 (2) の $T_{ij}(f)$ およびその Fourier 変換である式 (3) の $W_T(f)$ を求めることができる。本論文では、 $W_T(f)$ は $T_{ij}(t)$ を実験データと対応するようにサンプリング時間間隔 50 ns で 1024 個のデータとして数値的に求めた後に FFT 法によって計算した。半無限弾性体に対する $T_{ij}(t)$ の求め方については、前報⁴⁾を参照されたい。

Fig. 5 の波形も同様にサンプリング時間間隔 50 ns で 1024 個のデータとして得られているので、FFT 法により Fourier 変換し、それを $U(f)$ として、式 (4) により求めた $|S(f)|$ を Fig. 6 a) に示す。図において

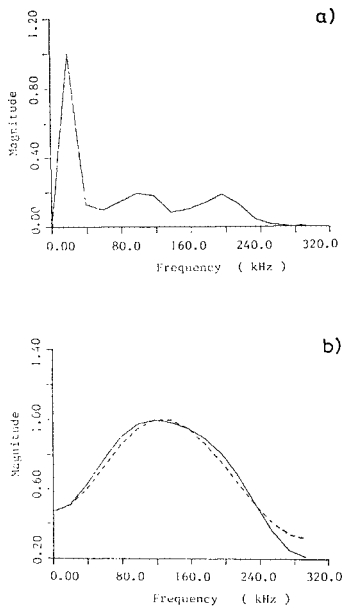


Fig. 6 a) Fourier spectra of a source function for AE waveform in Fig. 5. b) Smoothed Fourier spectra of Fig. 6 a) obtained by a hanning window. The broken curve represents Fourier spectra of the assumed function in a simulation analysis.

縦軸のスペクトル振幅の値は、最大値を 1 として正規化したため magnitude として示してある。この図では、スペクトルのピーク周波数が 20 kHz 付近にある。それに対応する周期は 50 μ s となるが、これは 1 波形の全継続時間 (50 ns \times 1024) に相当する。したがって、このピークは解析波形の有限性によって現われた¹³⁾ものと考えられる。そこで、このピークを取り除き hanning ウ

ィンドー¹³⁾を用いてスペクトルの平滑化を行った。採用した平滑回数は 10 回である。結果を Fig. 6 b) に示す。図には、前報⁴⁾のシミュレーション解析で仮定した発生源関数の立ち上がり時間 T_r を、この図でのピーク周波数 f_p より、 $T_r=1/f_p$ として決定した場合の仮定関数のスペクトルを破線で示してある。このように、 T_r が適当に定まれば、前報の仮定関数のスペクトルと実験により得られた発生源関数のスペクトルは、よく一致することが認められた。ここで決定した T_r を使用して求めたシミュレーション解析波形を Fig. 7 に示す。Fig. 5 の検

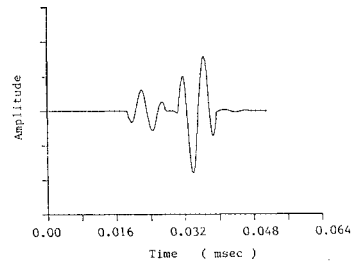


Fig. 7 Simulated waveform of Fig. 5. The rise time T_r is 9 μ s, which is determined from Fig. 6.

出波形では、波動の後半部で振幅が飽和しているが、それ以前の初動の部分はこのシミュレーション波形とよく一致している。したがって、前報のシミュレーション解析では、検出波形とよく一致するように定めていた立ち上がり時間 T_r が、発生源関数のスペクトルより、そのピーク周波数 f_p の逆数として決定されることが認められた。

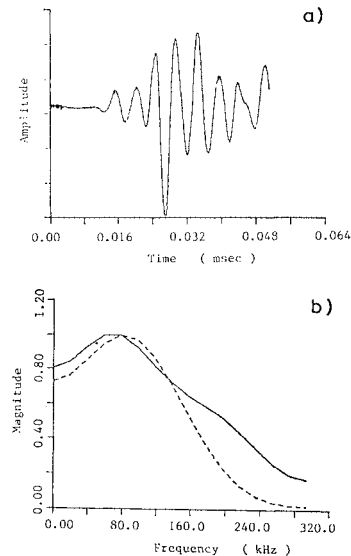


Fig. 8 a) AE waveform due to a tensile crack in concrete. The source coordinate is (-0.1, 1.0, 2.9). b) Smoothed Fourier spectra of the corresponding source function. $T_r=14 \mu$ s.

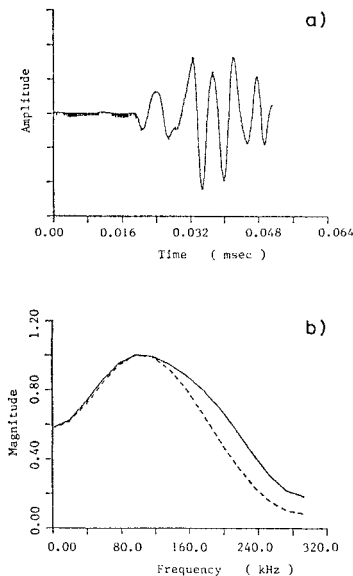


Fig. 9 a) AE waveform due to a tensile crack in concrete. The source coordinate is (0.0, -1.6, 5.3). b) Smoothed Fourier spectra of the corresponding source function. $T_r=11 \mu\text{s}$.

検出波形と発生源関数のスペクトルの例を **Fig. 8** ~ **Fig. 10** に示す。破壊の発生位置およびスペクトルより求められた食い違いの立ち上がり時間 T_r は、それぞれの図の説明文中に示してある。これらの結果からも、式 (4) によって発生源関数のスペクトルを求めれば、食い違いの立ち上がり時間 T_r が決定されることが示されたと

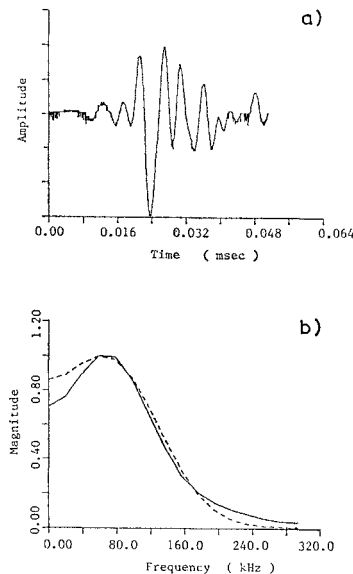


Fig. 10 a) AE waveform due to a tensile crack in mortar. The source coordinate is (0.2, -1.0, 1.0). b) Smoothed Fourier spectra of the corresponding source function. $T_r=17 \mu\text{s}$.

考えられる。

前章でも述べたように、発生源関数 $[u_i(t)]$ は、ここで求められた $S(f)$ を Fourier 逆変換することにより求めることができる。そこで、ウィンドー操作を行う前の $S(f)$ を FFT 法によって Fourier 逆変換して求めた発生源関数の例を **Fig. 11** に示す。**Fig. 11** a), b) は、それぞれ **Fig. 5**, **Fig. 10 a)** の検出波形より求めた発生源関数 $[u_i(t)]$ である。図で破線は、上述の仮定関数を示している。

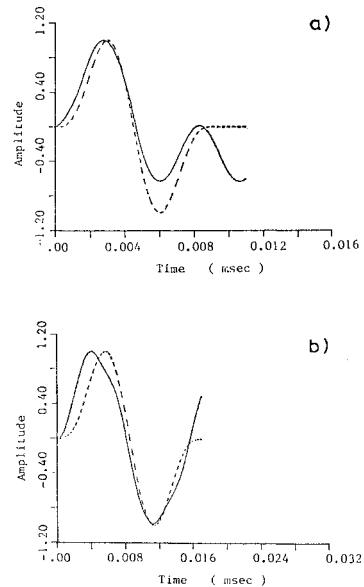


Fig. 11 Source function for a) **Fig. 5** and b) **Fig. 10 a)**, which are obtained by the deconvolution procedure in the frequency domain and by the inverse Fourier transform. The broken curve represents the assumed function in a simulation analysis.

決定した発生源関数は $[u(t)]$ であり、その立ち上がり時間も求められていることより、食い違いの関数 $[u(t)]$ を求めることもできるであろう。これまでに示した **Fig. 5**, **Fig. 8**, **Fig. 9**, **Fig. 10** の検出波形に対して求めた変位の食い違い $[u(t)]$ を **Fig. 12** ~ **Fig. 15** に示す。これらは、逆合積によって求められた発生源関数 $[u(t)]$ を、スペクトル $|S(f)|$ のピーク周波数 f_p の逆数として求めた T_r 時間にわたって数値積分を行った結果である。シミュレーション解析での仮定関数のものは、これまでと同様に破線で示した。

これらの図より、**Fig. 12** および **Fig. 15** では検出波形から求めた食い違いの関数 $[u(t)]$ は、シミュレーション解析での仮定関数とかなり一致していることがわかる。**Fig. 13**, **Fig. 14** は、必ずしもよく一致しているとはいえない。これは、**Fig. 8 b)**, **Fig. 9 b)** にみられる

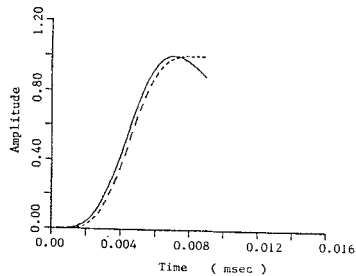


Fig. 12 Source waveform obtained from Fig. 5, which is denoted by a solid curve. The broken curve represents the assumed source waveform in a simulation analysis.

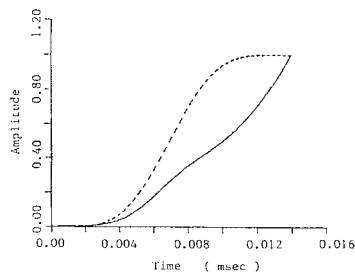


Fig. 13 Source waveform obtained from Fig. 8 a).

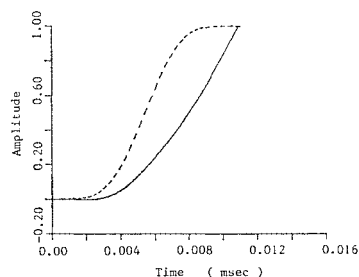


Fig. 14 Source waveform obtained from Fig. 9 a).

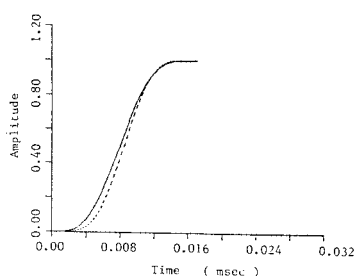


Fig. 15 Source waveform obtained from Fig. 10 a).

スペクトル曲線の不一致の影響と思われる。これより、前報⁴⁾での仮定関数の妥当性が確かめられた。そして、AE 波動の周波数領域での解析から、発生源の動力学的要因を決定する可能性が示されたと考えられる。

ただし、前章で述べたようにここで求めた関数には、AE 変換子の応答特性が含まれたままである。それを考

慮して、応答特性が平坦でほぼ加速度を検出すると考えられる^{4),5)} AE 変換子を本研究では使用した。それゆえ、破壊機構のみに関係した完全な発生源関数を求めるには、さらに変換子特性の補正が必要である。

4. 移動食い違いモデルの運動学的要因の決定

(1) 実験概要

移動食い違い (moving dislocation) モデルの考察には、2.(2)での結果が適用できるようにスリットモデルの実験を行った。スリットモデルから発生するクラックの周波数特性については、ガラス板での引張クラックについての報告がある¹⁴⁾が、以下ではせん断クラックについて考察する。

供試体としては、105 mm × 105 mm × 10 mm の PMMA 板 (polymethylmethacrylate) の中央に $\phi 1.5$ mm の穿孔を行った後に糸のこで両側に 10 mm ずつ切り広げて、20.0 mm × 0.4 mm のスリットを設けたスリットモデル供試体¹⁵⁾を使用した。スリットの载荷軸に対する角は、30°, 45°, 60° の 3 種類のものを作成した。

AE 計測には、変換子の応答特性が問題とならず、破壊源探索も行うため、PZT 圧電素子変換子を用いた 4 チャンネルの計測システムを使用した。計測システムを 4 チャンネルとした理由は、このスリットモデル供試体の一軸圧縮試験中に発生するクラックは、板厚の方向には一様に進展し¹⁵⁾、2次元の破壊源探索で十分と考えられたからである。また、スリット内でのせん断クラックは、Fig. 1 に示したような一方向に進展する移動食い違いと考えられた。

実験としては、スリットモデル供試体の一軸圧縮試験を行って、载荷時あるいは除荷時に発生するスリット面でのせん断クラック⁸⁾による AE 波動を検出し、さらに、破壊源探索により発生位置を決定した。

(2) 結果および考察

破壊源探索の例として、スリットの载荷軸に対してなす角 $\theta = 45^\circ$ の場合の結果を Fig. 16 に示す。図中、A, B, C, D は PZT 圧電素子変換子の設置位置を示している。また、使用した PMMA 板の縦波速度 v_p は、予備試験の結果 2670 m/s であった。この図は、発生位置がスリット付近に求められ、放射形式よりせん断クラックと考えられる破壊源のみを (後述の Table 2 の破壊源 6~10) プロットしたものである。

Fig. 16 の破壊源 7 に対する A, B 点から検出された波形と FFT 法により求めた Fourier スペクトルを Fig. 17 に示す。図の縦軸は、スペクトル振幅をその最大値

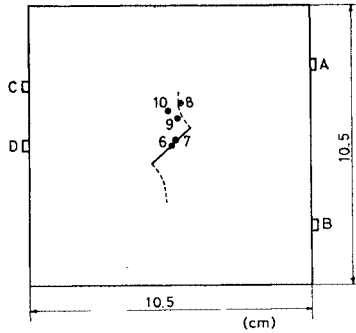


Fig. 16 Sketch of the slit model specimen. Locations of the transducers A, B, C, D and determined sources 6, 7, 8, 9, 10 are shown.

異なる2点で検出された波形のスペクトル比を考えれば、それはクラックの規模 L と進展する速度 v_f と進展する方向 Ψ のみに依存した特性を示すことがわかる。

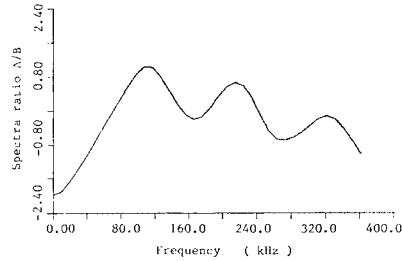


Fig. 18 Spectra ratio $\Delta A / \Delta B$ obtained from Fig. 17.

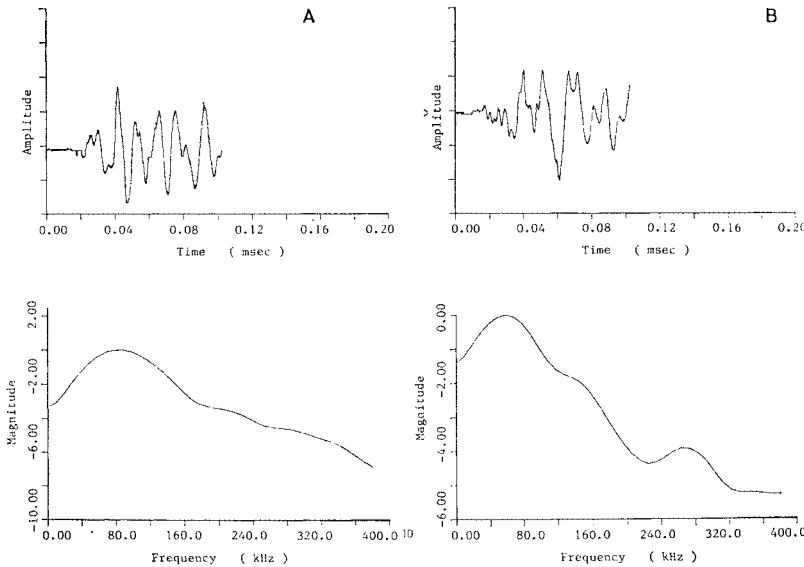


Fig. 17 AE waveforms and their Fourier spectra detected by the transducers A and B, which are obtained from the source 7 in Fig. 16.

そこで、点 A と点 B で検出されたスペクトル $\Omega(x_A, f)$, $\Omega(x_B, f)$ より、式 (15) と同様に $|\Omega(x_A, f) / \Omega(x_B, f)|$ を求めた。その結果を Fig. 18 に示す。図の縦軸には、Fig. 17 を参照して、正規化したスペクトル振幅の比の常用対数をとった値を示している。以後のスペクトル比の図も同様である。ここでは、縦軸の値ではなく、極大値および極小値を示す周波数が重要であるため、このように表わした。図には極大点と極小点が交互に現われている。 $|\Omega(x_A, f) / \Omega(x_B, f)|$ は、 $|\Omega(x_A, f)|$ に節が現わ

で正規化し、さらに常用対数をとった値を示している。検出波形は 100 ns (100×10^{-9} s) のサンプリング時間間隔で記録している。サンプリング間隔を前章の実験より長くしたのは、縦波の伝播速度を考慮したためである。

式 (13), 式 (14) によれば、スペクトルには $X = n\pi$ の位置に節が存在しなければならない。これは、式 (13) を参考にすれば、

$$f_n = \frac{n}{L \left(\frac{1}{v_f} - \frac{\cos \Psi}{v_p} \right)} \dots \dots \dots (16)$$

なる周波数においてスペクトルには節が現われる。Fig. 17 のスペクトルには、節らしきものもみられるが明らかではない。2. で述べたように、このスペクトルには発生源関数、波動の伝播系、変換子などの周波数応答特性が含まれている。ところが、式 (15) を参照すれば、

れる周波数では極小値をとり、 $|\Omega(x_B, f)|$ に節が現われる周波数では極大値をとると考えられることより、この結果は 2.(2) での議論とよく一致していると考えられる。

$|\Omega(x_A, f)|$, $|\Omega(x_B, f)|$ で最初に節となる周波数 f_A , f_B について考察すれば、Fig. 16 を参考にしてクラックの進展方向とクラックから検出点への方向のなす角 Ψ は、 $\Psi_A = 15^\circ$, $\Psi_B = 75^\circ$ であり式 (16) より $f_A > f_B$ であることがわかる。したがって、Fig. 18 で最初の極大点の周波数を f_B , 極小点を f_A とすれば、式 (16) から、次式が成立することになる。

$$f_B = \frac{1}{L \left(\frac{1}{v_f} - \frac{\cos \Psi_B}{v_p} \right)} \quad f_A = \frac{1}{L \left(\frac{1}{v_f} - \frac{\cos \Psi_A}{v_p} \right)} \dots \dots \dots (17)$$

Fig. 18 によれば, $f_B=110\text{ kHz}$, $f_A=166\text{ kHz}$ であることより, 上式から L , v_f を求めれば, $L=1.16\text{ cm}$, $v_f=1\,134\text{ m/s}$ となる. 破壊源探査の結果, 発生位置がスリット付近であり, 放射形式よりせん断クラックと考えられた 10 個の破壊源に対して, 同様に求めた結果を Table 2 に示す.

Table 2 Rupture velocity v_f and fault length L .

Source number	Slit angle (degree)	v_f (m/s)	L (cm)
1	60	760	0.69
2	60	1 067	1.57
3	60	1 501	1.33
4	30	2 203	1.07
5	30	1 335	2.28
6	45	1 580	2.12
7	45	1 134	1.16
8	45	1 399	1.44
9	45	1 398	1.01
10	45	1 278	0.94

各破壊源によってばらつきは認められるが, クラックの伝播速度は, $1\,000\sim 2\,000\text{ m/s}$ であり, 食い違いの長さは 1 cm 程度となっている. 岩石実験では, クラックの伝播速度は横波速度の 6 割程度といわれている¹⁶⁾が, この実験の結果では, ポアソン比が 0.3 であることより, 横波速度は, $1\,427\text{ m/s}$ となり, もう少し大きな値となっている. 食い違いの規模は, スリット長が 20 mm であることから, 破壊源 5, 6 を除けば妥当な値であると考えられる.

さらに, これらの結果の妥当性を検討するために, 式 (15) を参考にして, Table 2 の値を用いて $|\Omega(x_A, f)|/|\Omega(x_B, f)|$ の理論曲線を求めた. それと実験結果を比較した例を Fig. 19~Fig. 22 に示す. 実線で示した実験結果のスペクトル比の曲線と破線で示した理論曲線は, f_A , f_B を決定した最初の極小値, 極大値のみならず, すべての極大値, 極小値の位置が一致している. このように, 2次元モデルのせん断クラックの場合に, 2か所から検出された初動部のスペクトル比から移動食い違いモ

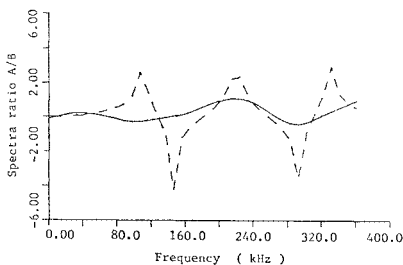


Fig. 19 Spectra ratio Ω_A/Ω_B obtained from the source 1. The broken curve represents spectra ratio, theoretically constructed from the determined v_f and L .

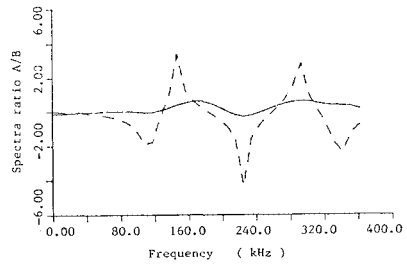


Fig. 20 Spectra ratio Ω_A/Ω_B obtained from the source 4. The broken curve is a theoretically constructed one.

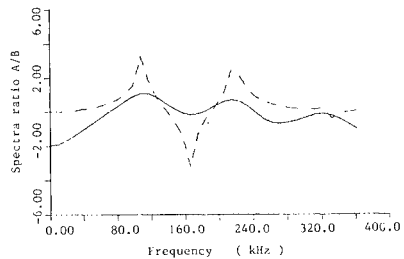


Fig. 21 Spectra ratio Ω_A/Ω_B obtained from the source 7. The broken curve is a theoretically constructed one.

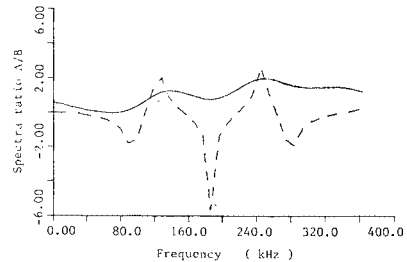


Fig. 22 Spectra ratio Ω_A/Ω_B obtained from the source 9. The broken curve is a theoretically constructed one.

デルの運動学的要因が決定し得ることが示された. この解析法は, AE 波動を周波数領域で解析する際に常に障害となる計測系の特性が問題とならないという利点も持っている.

5. 結 論

本研究は, AE 波形の周波数分析を周波数領域での波形解析法として位置づけ, それによって AE 発生源での動学的要因と運動学的要因を決定する手法について考察を行ったものである.

これより得られた結果は, 以下のとおりである.

(1) AE の発生機構と波形解析法の関係を明らかにし, 食い違いモデル論に基づいて周波数領域での解析が可能なことを実験的に検討した. さらに, 移動食い違い

モデル論の適用性についても考察し、1方向に伝播する移動食い違いから検出されるAE波形のスペクトル特性を理論的に検討し、その影響がスペクトルにどのように現われるかを明らかにした。

(2) 割裂試験において検出されたAE波動に周波数領域での逆合積を行い、発生源関数のスペクトル特性について検討した。スペクトルのピーク周波数 f_p から、食い違いの立ち上がり時間 T_r が $T_r=1/f_p$ として決定し得ることが示され、AE波動のシミュレーション解析での仮定関数の妥当性も認められた。この結果、周波数領域での解析から、AE発生源の動力学的要因の1つである変位の食い違いの時間関数を決定する可能性が示された。

(3) 移動転位モデルにおける理論的な結果を、PMMA板のスリットモデル供試体の一軸圧縮試験によって検討した。検出波動のスペクトル比よりクラックの伝播速度、長さを求め、これらを用いて求めたスペクトル比の理論曲線が、実験結果とよく一致することを確かめた。このようにして、せん断クラックの場合に、2か所から検出されたAEの初動のスペクトル比によって、移動食い違いモデルの運動学的要因のうちのクラックの長さおよびクラックの伝播速度を決定し得ることが示された。

このように、AE波動の周波数分析に際しても、食い違いモデル論を適用すれば、発生源に関する定量的な評価が行えることが明らかになった。

6. あとがき

以上、本研究により、AE波動のスペクトル特性と破壊機構の関係の一部が解明されたと考えられる。波形解析としては、破壊の規模、消散エネルギーなどに関連したAE波動の振幅値の定量化が、まだ、残されている。それには、AE変換子の定量的な校正法の確立が必要であろう。これらの研究の積み重ねによって、AE法が材料の破壊機構の解明に適用されることを期待する。

最後に、本研究は、京都大学工学部丹羽義次教授のご助力により成し得たものであり、実験および解析には同研究室の植野良二氏、仲村治朗氏、渡辺博之氏にご援助

いただいた。ここに記して感謝の意を表わす。なお、波形解析は、京都大学大型計算機センター、FACOM M-200によったことを付記する。

参考文献

- 1) 第3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，日本非破壊検査協会，1981.
- 2) 小林昭一・大津政康：アコースティック・エミッションのコンクリート工学への応用，コンクリート工学，Vol. 16, No. 7, pp. 9~17, 1978.
- 3) Niwa, Y., S. Kobayashi and M. Ohtsu: Source mechanisms and wave motions of acoustic emission in rock-like materials, 3rd Conf. on AE/MA in Geol. Stru. and Mat., The Pennsylvania State University, 1981.
- 4) 丹羽義次・小林昭一・大津政康：アコースティック・エミッションの発生機構に関する考察，土木学会論文報告集，No. 314, pp. 125~136, 1981.
- 5) 丹羽義次・小林昭一・大津政康・奥田和男：アコースティック・エミッションの周波数特性に関する考察，土木学会論文報告集，No. 314, pp. 137~147, 1981.
- 6) 丹羽義次・小林昭一・大津政康：コンクリート材料におけるAEの波形解析と発生機構，第3回AE総合コンファレンス論文集，pp. 29~34, 1981.
- 7) 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, pp. 135~147, 1978.
- 8) 大津政康：アコースティック・エミッション波動の放射形式に関する考察，材料，第32巻，第356号，pp. 512~518, 1983.
- 9) Ohtsu, M.: Source mechanism and waveform analysis of acoustic emission in concrete, Journal of Acoustic Emission, Vol. 1, No. 2, pp. 103~112, 1982.
- 10) 近藤次郎：積分方程式とその応用，コロナ社，pp. 1~63, 1959.
- 11) Niwa, Y., M. Ohtsu and H. Shiomi: Waveform analysis of acoustic emission in concrete, the Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto University, Vol. 43, Part 4, pp. 319~330, 1981.
- 12) Aki, K. and P. G. Richards: Quantitative seismology theory and methods, Vol. II, pp. 799~849, 1980.
- 13) 大崎順彦：地震動のスペクトル解析入門，鹿島出版会，pp. 138~169, 1976.
- 14) Savage, J. C.: Spectra of S-waves radiated from bilateral fracture, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 57, No. 1, pp. 39~54, 1967.
- 15) 小林昭一：圧縮によるぜい性き裂の発生と伝ば，材料，Vol. 20, No. 209, pp. 164~173, 1971.
- 16) Geller, R. J.: Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 66, pp. 1501~1523, 1976.

(1982. 7. 21・受付)