一方向連続繊維強化複合材料中の開口型き裂の き裂進展抵抗に及ぼす繊維橋渡し効果†

関根 英樹* 神谷 庄司**

Fiber Bridging Effect on Opening-Mode Crack Extension Resistance of Unidirectional Fiber-Reinforced Composites

by

Hideki SEKINE* and Shoji KAMIYA**

In this paper, discussion is focused on the mechanical modelling of fiber bridging which affects the resistance of opening-mode crack extension parallel to fibers in unidirectional fiber-reinforced composites. Firstly, the formation process of a bridging fiber is considered and a model of this single fiber bridging is made to characterize precisely the behavior of bridging fibers under crack opening. By using this model, the forces acting on crack surfaces through a bridging fiber are estimated and the relationship between crack opening displacement and equivalent cohesive stress due to large number of bridging fibers is obtained. An attempt is made to derive equations which describe the crack extension with the cohesive stress acting on crack surfaces. By solving numerically these equations, the crack extension behavior is simulated. The simulated result shows agreement with the experimental result of a unidirectional glass fiber-reinforced epoxy composite.

It is concluded that the fiber bridging discussed here accounts for the opening-mode crack extension behavior parallel to fibers in the unidirectional fiber-reinforced composites.

Key words : Unidirectional fiber-reinforced composites, Crack extension resistance, Fiber bridging, Cohesive stress, Opening-mode

1 緒 言

延性金属材料において観察される安定にき裂が進展する際の進展抵抗の増大という現象は、き裂先端の塑性変形によるものであることがよく知られており、近年数多くの研究者によって議論されてきた。

一方、次世代材料として注目されている繊維強化複合材料においても、き裂の進展にともなって進展抵抗が増大するという延性金属材料に類似の現象が報告されている。Phillips¹⁾らは、一方向連続繊維強化複合材料中の繊維に平行なき裂の開口型の変形様式の下でのき裂進展について進展抵抗の増大を観察し、進展抵抗に対する寸法効果を検討している。さらに、短繊維SMC複合材料に関しては、Gagger²⁾らやYanada³⁾らが、一方向連続繊維強化複合材料の積層板の層間はくりについてはRussel⁴⁾らに取り上げ、やはりき裂進展とともに進展抵抗が増加することを報告している。しかし、これらの報告においては、進展抵抗の増加を引き起す主因子が繊維の橋渡し現象であることは述べられているが、これらに関係づける定量的な議論は一切なされていない。

本研究では一方向連続繊維強化複合材料中の繊維方

向の開口型のき裂進展について、はじめに橋渡し繊維がき裂面に与える応力を定量的に評価することを試みた。さらにき裂面がこの応力を受ける場合のき裂進展挙動のシミュレーションを行い、き裂進展抵抗におよぼす繊維橋渡し現象の効果を確認した。

2 繊維橋渡し現象のモデル化

一方向連続繊維強化複合材料中の繊維配向方向の開口型き裂に見られる橋渡し繊維の写真をFig. 1に示す。繊維橋渡し現象を定量的に扱うにあたって、まず順を追って橋渡し繊維の形成過程を考える。Fig. 1に見ら

Fig. 1. Photograph of fibers bridging opening-mode crack surfaces in front of a notch tip in a unidirectional fiber-reinforced composite.

† 原稿受理 昭和62年7月30日 Received July 30, 1987

* 正 会 員 東北大学工学部 仙台市荒巻字青葉, Department of Engineering Science, Tohoku University, Aza-Aoba, Aramaki, Sendai

** 東北大学大学院 仙台市荒巻字青葉, Graduate Student, Tohoku University, Aza-Aoba, Aramaki, Sendai

Fig. 2. Crack extension observed microscopically.

れるように巨視的には平面状のき裂進展が観察されるものの、微視的に見ればき裂面には繊維と母材がともに露出し、き裂面は平坦でなく入り組んだ状態となっている。このようなき裂の先端付近の一部では、Fig. 2に示すように繊維を横切ってき裂が進展している部分も存在すると考えられる。Fig. 2に示した部分に着目しつづければ、さらに負荷荷重が増大した場合き裂先端はさらに右方へ進展を続けるが、同時に着目する部分の開口変位は増加し、結果としてき裂上、下面をつなぐ橋渡し繊維が形成されることになる。ここで、き裂が繊維を横切ることによって生じた繊維のはくり部分について、その長さの平均値を ℓ_0 とおくことにする。

さて、き裂の進展にともなって開口変位 U がさらに増大した場合を考えよう。上述の過程により形成された橋渡し繊維は、Fig. 3のような変形を受けると考えられる。繊維の橋渡ししている部分を両端固定はりで見なすと、はくり長さが ℓ 、繊維の縦弾性係数が E_t 、繊維半径が r のとき、き裂面に作用する力は材料力学に従って次のように与えられる。

$$P_b = \frac{3\pi E_t r^4 U}{\ell^3} \quad (1)$$

$$P_t = \pi E_t r^2 \left(\frac{\sqrt{\ell^2 + U^2}}{\ell} - 1 \right) \quad (2)$$

ただし、 P_b は繊維の曲げによって引き起される力であり、 P_t はき裂の開口にともなって繊維に生じた引張力である。

開口変位 U が大きくなると P_b 、 P_t も大となり、橋渡し繊維はき裂面から引きはがされることになる。ここでは橋渡し繊維がき裂面から引きはがされる際の条件を次のように設定する。すなわち、引きはがしの

Fig. 3. Crack opening and the model of fiber bridging.

進行は、橋渡し繊維がき裂面から単位長さ引きはがされるときひずみエネルギーの解放量 G が、ある一定値 G_c においておきると考える。すなわち、 U が小さく、 $G(U, \ell_0) < G_c$ の場合、橋渡し繊維の引きはがしは生じず、 $\ell = \ell_0$ であるが、一方、 U が大きくなり、 $G(U, \ell_0) > G_c$ となる場合には、 $G(U, \ell) = G_c$ を満足する ℓ の長さまで繊維のき裂面からの引きはがしが進むと考える。ただし、いずれの場合においても、き裂面に作用する力はそれぞれの場合の ℓ を用いて式 (1)、(2) で算出される。橋渡し繊維がき裂面から単位長さ引きはがされるときひずみエネルギーの解放量 G は、Fig. 3に示す1本の橋渡し繊維に蓄えられるひずみエネルギーを算出し、これを U 一定の条件のもとに ℓ で偏微分することにより求められる。すなわち、橋渡し繊維内部の応力、ひずみに対するひずみエネルギー密度関数 W によって、 G は次のように与えられる。

$$G = -\frac{\partial}{\partial \ell} \left(\int W dV \right)$$

上式で、右辺の積分は長さ ℓ の橋渡し繊維全体にわたる体積分を示す。ここでは、橋渡し繊維を円形断面を有するはりと考え、このはりがFig. 3に示す変形を受ける場合に生じる応力、ひずみを材料力学の近似の範囲で算出し、最終的な G の表示として次式が得られる。

$$G(U, \ell) = E_t \left\{ \frac{25\pi E_t r^4 U^2}{\mu_t \ell^5} + \frac{9\pi r^4 U^2}{2\ell^4} - \frac{\pi r^2}{2} \left[\left(\frac{\sqrt{\ell^2 + U^2}}{\ell} - 1 \right)^2 - \frac{2}{\ell} \left(\frac{\sqrt{\ell^2 + U^2}}{\ell} - 1 \right) \cdot \frac{U^2}{\sqrt{\ell^2 + U^2}} \right] \right\} \quad (3)$$

ここに、 μ_t は繊維のせん断弾性係数である。

これまで、一本の繊維のみに着目して考察を進めてきたが、ここでこのような橋渡し繊維がき裂面の単位面積あたり F 本形成されるとする。なお、開口型き裂の場合、現象はき裂面に関して上、下対称であるため、Fig. 3において右上りの繊維と右下りの繊維は同数存在するものとする。このとき橋渡し繊維がき裂上、下面に与える結合応力 σ について考えれば、一本の繊維に作用する力のうちき裂面に平行な方向の分力については、互いに逆の方向に作用する繊維が同数あるため結合応力には何ら寄与しない。したがって、結合応力 σ は垂直方向の分力に単位面積当りの橋渡し繊維の数 F を乗じて、開口変位 U の関数として次のように書かれる。

$$\sigma(U) = F \left\{ \frac{3\pi E_t r^4 U}{\ell^3} + \pi E_t r^2 \left(\frac{\sqrt{\ell^2 + U^2}}{\ell} - 1 \right) \sin \left[\tan^{-1} \left(\frac{U}{\ell} \right) \right] \right\} \quad (4)$$

3 き裂進展抵抗

3・1 き裂進展問題の定式化

前章で導いた開口変位 U に応じて変化する結合応力 $\sigma(U)$ をき裂面に受ける場合のき裂進展の問題を定式化することを考える。ここでは次章で述べる実験で用いた二重片持ち梁試験片を対象とし、これを帯板中の縁に平行に進展する半無限き裂として取り扱う。

さて、試験片中の切欠きに代表されるき裂上、下面の干渉のない初期き裂は、き裂先端における応力拡大係数 K が破壊じん性値 K_c に達したときに進展を開始し、その後繊維の橋渡しを引き起こしながら進展を続ける。進展中のき裂の進展抵抗である見かけの限界応力拡大係数 K^* はき裂の進展開始時の破壊じん性値よりも大きい、進展しているき裂の先端に着目すると進展の条件は進展開始時における条件と変わらないと考えられるから、限界応力拡大係数 K^* と破壊じん性値 K_c との差 ($K^* - K_c$) が橋渡し繊維がき裂面に与える結合応力による進展抵抗の増分ということになる。ここで Fig. 4 中に示したようにき裂面上の位置を表示するパラメータとして X を導入し、き裂先端を $X=0$ とする。き裂先端における応力拡大係数 K に関する条件を書けば、

$$K = K_c \quad (5)$$

結合応力に関しては

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma(U) & (0 \leq X \leq \Delta a) \\ \sigma &= 0 & (\Delta a < X) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここに、 U はき裂が Δa だけ進展したときのき裂先端からの距離 X におけるき裂開口変位であり、 $U(\Delta a, X)$ と表される。今、き裂面上の X の位置に単位荷重の結合力が作用したときのき裂先端での応力拡大係数を $k(X)$ とおく。 Δa だけ進展したき裂の先端での見かけの限界応力の拡大係数を $K^*(\Delta a)$ とすれば、式(5)は式(6)を用いて次のように書き直される。

$$\int_0^{\Delta a} \sigma[U(\Delta a, X)] k(X) dX + K^*(\Delta a) = K_c \quad (7)$$

つぎにき裂開口変位 $U(\Delta a, X)$ に関する方程式を考える。き裂先端から距離 ξ の位置のき裂面上に単位荷重の結合力が作用したときに、距離 X の位置に生じる開口変位を $u(X, \xi)$ とする。遠方の荷重のみを作用させ、結合力を無視した場合に算出されるき裂開

口変位を $U_\infty(\Delta a, X)$ とおけば、き裂面上の任意の点における開口変位に関して次式が得られる。

$$\int_0^{\Delta a} \sigma[U(\Delta a, \xi)] u(X, \xi) d\xi + U_\infty(\Delta a, X) = U(\Delta a, X) \quad (8)$$

式(7)、(8)は $U(\Delta a, X)$ および遠方の荷重値を未知とする積分方程式である。したがって、この積分方程式は $\sigma(U)$ の関数を具体的に与えれば解くことができ $K^*(\Delta a)$ が求められる。したがって、前章で得られた式(4)を用いれば、き裂進展挙動をシミュレートすることが可能となる。

3・2 離散化と数値計算

式(7)、(8)は非線形の積分方程式であり、解析的に解くことは困難であるため、ここでは以下に述べる数値解法を用いた。

き裂進展量を Δa として、 n 個の値 $\Delta a_j (j=1, 2, \dots, n)$ を取る。ただし、 $\Delta a_1 < \Delta a_2 < \dots < \Delta a_n$ 。この Δa_j に対応した点をき裂面上の分点 X_j として離散化すれば、式(7)、(8)は次のように書きかえられる。

$$\sum_{j=1}^n \sigma(U_j) k_i + K^*(\Delta a_j) = K_c \quad j=1, 2, \dots, n \quad (9)$$

$$\sum_{i=1}^j \sigma(U_i) u_{ii} + U_\infty(\Delta a_j, X_i) = U(\Delta a_j, X_i) \quad i=1, 2, \dots, j, j=1, 2, \dots, n \quad (10)$$

ここに

$$U_{ji} = [U(\Delta a_j, X_{i-1}) + U(\Delta a_j, X_i)]/2 \quad (11)$$

$$k_i = \int_{X_{i-1}}^{X_i} k(\xi) d\xi \quad (12)$$

$$u_{ii} = \int_{X_{i-1}}^{X_i} u(X_i, \xi) d\xi \quad (13)$$

ただし $X_0=0$ である。実験に用いた二重片持ち梁試験片に対する k_i 、 u_{ii} は Wiener-Hopf の方法を用いて算出した。Weiner-Hopf の方法については次節で述べる。 $K^*(\Delta a_j)$ と $U_\infty(\Delta a_j, X_i)$ は、き裂が Δa_j 進展した時の遠方の荷重値という一つの未知量から算出されるので、式(9)、(10)は非線形連立方程式として解くことができる。ここでは Newton-Raphson 法を使うことにより比較的容易に解を得ることができた。

3・3 Wiener-Hopf 法による二重片持ち梁試験片の弾性解析

ここでは、Fig. 5 に示す二重片持ち梁試験片を、Fig. 6 に示すき裂面に任意の応力 $T(x_i)$ が与えられる

Fig. 4. Cohesive stress acting on crack surfaces.

Fig. 5. Double cantilever beam specimen.

Fig. 6. An infinite strip with a semi-infinite crack.

半無限き裂を有する帯板に置き換えて解析を行う。なお、半無限き裂は帯板の中央に存在し、帯板の両縁は応力自由である。解析には Fig. 6 に示すき裂端を原点としき裂面を x_1 軸の負の領域とする直角座標系 (x_1, x_2) を導入する。帯板は直交異方性材料よりなるものとし、その弾性主軸の方向は座標軸と一致するものとする。

さて、Airy の応力関数を $\phi(x_1, x_2)$ とし、次式で複素フーリエ変換を定義する。

$$\hat{\phi}(\omega, x_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x_1, x_2) e^{i\omega x_1} dx_1 \quad (14)$$

このとき、フーリエ変換された応力関数の一般解が次のように与えられることは容易に見出せる⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

$$\hat{\phi}(\omega, x_2) = A(\omega) \sinh \lambda \omega x_2 + B(\omega) \cosh \lambda \omega x_2 + C(\omega) \sinh \mu \omega x_2 + D(\omega) \cosh \mu \omega x_2 \quad (15)$$

ただし λ, μ は弾性定数から算出される無次元パラメータであり、 $A(\omega) \sim D(\omega)$ は複素数 ω の未知関数である。ここでき裂面上 ($x_2=0$) での応力とき裂開口変位のフーリエ変換を考える。まず応力 τ_{22} については、これをフーリエ変換すると次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \hat{\tau}_{22}(\omega, 0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tau_{22}(x_1, 0) e^{i\omega x_1} dx_1 \\ &= \int_{-\infty}^0 T(x_1) e^{i\omega x_1} dx_1 + \int_0^{\infty} \tau_{22}(x_1, 0) e^{i\omega x_1} dx_1 \\ &= \hat{T}(\omega) + \hat{\tau}_+^{22}(\omega) \end{aligned} \quad (16)$$

ただし、 $\hat{T}(\omega)$ はフーリエ変換の収束性より、複素 ω -平面において下側の半平面で正則な既知の関数であり、 $\hat{\tau}_+^{22}(\omega)$ は同じく上側の半平面で正則な未知の関数である。き裂開口変位 U については、 $x_1 > 0$ の領域で恒等的に零であるため次のように書ける。

$$\hat{U}(\omega) = \int_0^{\infty} U(x_1) e^{i\omega x_1} dx_1 \equiv \hat{U}(\omega) \quad (17)$$

ここに、 $\hat{U}(\omega)$ は複素 ω -平面において下側の半平面で正則な未知の関数である。いま、帯板両縁の境界条件と式(16)、(17)の応力関数による表示を用いて式(15)中の未知関数を消去すれば、次の Wiener-Hopf 方程式が得られる。

$$E_1 a^3 \frac{S(\omega)}{F(\omega)} \omega^4 \hat{U}(\omega) + \hat{\tau}_+^{22}(\omega) + \hat{T}(\omega) = 0 \quad (18)$$

ただし E_1 は帯板の縁と平行な方向の縦弾性係数であ

り、 $S(\omega), F(\omega)$ は ω の既知の関数である。Noble⁽⁸⁾にしたがって式(18)を上側の半平面で正則な関数（下指標 +）と下の半平面で正則な関数（下指標 -）に分解すれば、最終的に次式が得られる。

$$\begin{aligned} &-E_1 a^3 \frac{S_-}{F_-} \omega^4 \hat{U}(\omega) - \omega J_{T_-}(\omega) \\ &= \frac{F_+}{S_+} \hat{\tau}_+^{22}(\omega) + \omega J_{T_+}(\omega) = A\omega + B \end{aligned} \quad (19)$$

ここで

$$F_+ \cdot F_- = F(\omega), \quad S_+ \cdot S_- = S(\omega)$$

$$J_{T_+}(\omega) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty+i\alpha}^{\infty+i\alpha} \frac{F_+}{S_+} \frac{1}{\zeta} \hat{T}(\zeta) \frac{d\zeta}{\zeta - \omega}$$

$$J_{T_-}(\omega) = \frac{-1}{2\pi i} \int_{-\infty+i\beta}^{\infty+i\beta} \frac{F_-}{S_-} \frac{1}{\zeta} \hat{T}(\zeta) \frac{d\zeta}{\zeta - \omega}$$

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{d}{d\omega} \frac{F_+}{S_+} \right)_{\omega=0} \cdot \hat{\tau}_+^{22}(0) + i \int_0^{\infty} \tau_{22}(x_1, 0) \cdot x_1 dx_1 \\ &\quad + J_{T_+}(0) \\ B &= \hat{\tau}_+^{22}(0) \end{aligned}$$

ただし、実定数である α, β は、 J_{T_+} と J_{T_-} の積分路が上の半平面で正則な関数と下の半平面で正則な関数がともに存在して正則な帯状領域の中に入り、かつ $\alpha < \beta$ であるように適当に選ぶ。また、 $\hat{\tau}_+^{22}(0)$ および定数 A の第2項の積分は、それぞれ荷重のつりあいおよび原点に関する荷重の合モーメントのつりあいから容易に決定できる。なお、Wiener-Hopf 法による解析の詳細については参考文献を参照されたい。

以上よりフーリエ変換された応力およびき裂開口変位の表示が次のように得られる。

$$\hat{\tau}_+^{22}(\omega) = \frac{S_+}{F_+} (-\omega J_{T_+}(\omega) + A\omega + B) \quad (20)$$

$$\hat{U}(\omega) = -\frac{1}{E_1 a^3} \frac{F_-}{S_-} \frac{1}{\omega} (J_{T_-}(\omega) + A + \frac{B}{\omega}) \quad (21)$$

式(20)、(21)の表示を数値フーリエ逆変換すれば、き裂面上 ($x_2=0$) におけるあらゆる点の応力およびき裂開口変位が求められる。

き裂先端の応力拡大係数については、 $\omega \rightarrow +\infty$ の極限操作によりフーリエ逆変換を行うことなく、これを求めることができる。応力拡大係数 K_I と $\hat{\tau}_+^{22}(\omega)$ の関係は

$$K_I = \frac{2}{1+i} \lim_{\omega \rightarrow +\infty} \sqrt{\omega} \hat{\tau}_+^{22}(\omega) \quad (22)$$

式(20)において $\omega \rightarrow +\infty$ とし、式(22)に代入すれば次式が得られる。

$$K_I = 2i \sqrt{\frac{1}{\lambda \mu (\lambda + \mu)}} \frac{6}{a^3} \cdot A \quad (23)$$

したがって、応力拡大係数を算出するにあたって必要な数値計算は、定数 A に含まれる $J_{T_+}(0)$ を求める積分のみとなる。

式(12)、(13)で定義された k_{ii}, u_{ii} を計算するには、き

裂面荷重 $T(x_i)$ として $X_{i-1} \sim X_i$ の区間に対応するき裂面に単位応力を与えればよい。

4 実験結果と考察

上述の繊維橋渡し現象にもとづくき裂進展抵抗のシミュレーション結果の妥当性を確認するため、実験を行った。実験に用いた一方向連続繊維強化複合材料は、エポキシ樹脂を母材とし直径 $13 \mu\text{m}$ の E ガラス繊維を強化材とした繊維強化プラスチックであり、繊維体積含有率は約 48 % である。本材料の弾性定数の値を Table I に示す。Table I において、繊維配向方向の縦弾性係数 E_1 は実測値であり、他は複合則から求めた値である。この材料より Fig. 5 に示す二重片持ち梁試験片を作製した。試験片寸法を Table II に示す。なお試験片の切欠きはカーボンブレードを用いて加工し、切欠き幅は 0.15 mm である。実験は 0.02 mm/min の一定変位速度で実施した。実験中、負荷荷重 P を計測するとともにき裂の進展状況を適当な間隔で写真撮影した。実験終了後、写真撮影の結果からき裂進展量 Δa を測定して、き裂進展抵抗曲線、すなわち限界応力拡大係数 K^* と Δa の関係を求めた。この結果を Fig. 7 に示す。破壊じん性値 K_{Ic} で切欠き底より初生したき裂は、進展抵抗の増大をともなって安定進展した。

さて、実際に結合応力 σ を式(4)により計算し、シミュレーションを行うためには、橋渡し繊維の引きはがしの条件であったはずみエネルギー解放量 G_c と、初期はく離長さ ℓ_0 および単位き裂面積当りの橋渡し繊維

Table I. Elastic constants.

E_1 GPa	E_2 GPa	G_{12} GPa	ν_{12}
34.0	9.61	3.94	0.300

Table II. Specimen dimensions.

Specimen	a mm	a_0 mm	L mm	t mm
A	12.5	37.7	107	4.6
B	12.5	32.7	107	3.9

Fig. 7. Crack extension resistance curve.

Fig. 8. Debonding length of bridging fibers versus crack opening displacement.

Fig. 9. Cohesive stress.

維数 F を具体的に決定しなければならない。このうち、 G_c についてはこれを次のように決定した。 G_c を仮定すれば、式(3)より橋渡し繊維の引きはがし長さ ℓ とき裂開口変位 U の関係が容易に計算できる。一方、Fig. 1 の写真からこの値を計測すると、Fig. 8 に四角形で示した程度の値となっている。計算結果が実測値とよく一致するように G_c を決定すれば、 $G_c = 0.020 \text{ J/m}$ (Fig. 8 中の実線) を得た。初期はく離長さ ℓ_0 および単位き裂面積当りの橋渡し繊維数 F については、数値シミュレーション結果が実験で得られたき裂進展抵抗曲線とよく一致するように決定し、 $70 \mu\text{m}$ 、 12.5 本/mm^2 を得た。以上の場合に式(4)から得られる結合応力 σ とき裂開口 U の関係を Fig. 9 に実線で示した。Fig. 9 には同時に著者らが Fig. 7 に示すき裂進展抵抗の実測値から最適解として求めた結合応力を点線および一点鎖線で示したが、両者はよく一致していることがわかる。式(4)より求めた結合応力とき裂開口変位の関係式 $\sigma(U)$ および Table I の弾性定数を用い、式(9)、(10)を解いて得られたき裂進展抵抗曲線のシミュレーション結果を Fig. 7 に実線で示した。シミュレーション結果は実線結果と非常に一致をみせており、一方向連続繊維強化複合材料中の繊維に平行な開口型き裂の進展抵抗特性が、本報で考察したような繊維橋渡し現象に支配されていることが十分に理解される。

5 結 言

一方向連続繊維強化複合材料中に繊維に平行に進展する開口型き裂について、そのき裂進展抵抗特性を支配すると考えられる繊維橋渡し現象の考察を行った。一本の繊維の橋渡しの状態をモデル化してこれがき裂

面に与える力を算出することによって, 多数の橋渡し繊維がき裂面におよぼす結合応力とき裂開口変位との関係を導いた。さらにこの関係を用いてき裂進展の数値シミュレーションを行った結果, 実験結果ときわめてよく一致することが確認され, 一方向連続繊維強化複合材料中に繊維に平行に進展する開口型き裂のき裂進展抵抗特性が繊維橋渡し現象に支配されていることが明らかとなった。

(昭和62年3月25日 第16回 FRP シンポジウムにて講演)

参 考 文 献

- 1) D. C. Phillips and G. M. Wells, J. Mater. Sci. Letters, **1**, 321 (1982).
- 2) S. Gagger and L. J. Broutman, J. Composite Mater., **9**, 216 (1975).
- 3) H. Yanada and H. Homma, J. Mater. Sci., **18**, 133 (1983).
- 4) A. J. Russel and K. N. Street, ICCM-IV, 279 (1982).
- 5) 岡村弘之, “線形破壊力学入門” 第4章 (1976) 培風館.
- 6) 関根英樹, 神谷庄司, 日本機械学会論文集, A-52, 2001 (1986).
- 7) 関根英樹, 神谷庄司, 日本機械学会論文集, A-53, 930 (1987).
- 8) B. Noble, “Methods Based on the Wiener-Hopf Technique for the Solution of Partial Differential Equations”, p. 13 (1958) Pergamon Press.
- 9) 関根英樹, 神谷庄司, 日本機械学会論文集, A-54, 掲載予定.

書 評

“Electron Microscopy in Solid State Physics”

H. Bethge and J. Heydenreich (編)

(1987年, Elsevier Science Pub. 発行, 180×245 mm, 596ページ, Dfl. 220)

本書は, 固体物理学および材料学で用いられる各種の電子顕微鏡法の可能性とその限界を, 最新の研究成果を踏まえて述べたもので, 第1部「Method of Investigation in Electron Microscopy」と第2部「Application in Solid State Physics」とから成る。

第1部は(11章から成る), 通常の透過電子顕微鏡の光学系と結像の原理の簡略な説明に始まり, 超高分解能および超高压電子顕微鏡の像の解釈と適用例が述べられている。また走査電子顕微鏡を始め, 放射型, 反射型および電子鏡型等の表面観察のための各種電子顕微鏡についても, 同様に原理と適用例が説明されている。さらに, X線分光法や電子エネルギー損失分光法との組合せによる分析電子顕微鏡の可能性についても触れられている。

第2部は(9章から成る), 編者らの所属する研究所 (Institut für Festkörperphysik und Elektronenmikroskopie, 東独) での仕事を中心に, 電子顕微鏡法による固体物理の研究が紹介されている。内容は, 格子欠陥像の解釈, 結晶の塑性変形と破壊の機構, 破面解析, 高分子材料の組織, 半導体とデバイス中の欠陥, 結晶および薄膜の成長過程, 粒界, 異相界面の転位構造, 強誘電体および強磁性体の分域と磁区構造とのように非常に広範囲にわたり, また研究対象も金属, 半導体, セラミックス, 高分子材料等と多種類である。

本書は, 上記のように非常に広範な分野を含むために, 各章ともかなり高度な内容が簡潔に述べられており, 専門家が最近の全体的な流れを知るのに好適の書と言える。したがって, 初学者には難解な部分も少なくはないが, 各章とも豊富な図版が用いられ, また参考文献も多数引用されているため, これらから電子顕微鏡に本格的に取り組もうとする人にとっては, 最新の情報を得るための手引書としても役立つと思われる。

なお本書は, Laird 編の Materials Science Monographs の第40巻として発行されたものである。

(大阪大学溶接工学研究所 圓城 敏男)