SiC 粒子分散 Al_2O_3 複合材料における
き裂進展経路のシミュレーション*金 炳 男^{*1}, 渡 辺 誠^{*2}
榎 学^{*1}, 岸 輝 雄^{*1}Simulation of Crack Path in SiC Particle-Dispersed Al_2O_3 CompositesByung-Nam KIM, Makoto WATANABE,
Manabu ENOKI and Teruo KISHI

The propagation behavior of a two dimensional continuous crack is simulated in a SiC particle-dispersed Al_2O_3 matrix composite along with the related variation of fracture resistance with crack extension. Stress intensity factors at the tip of a multiply deflected crack during propagation are calculated numerically by the body force method, in which stresses around the crack tip are represented by superposing externally applied stresses on residual ones. The fracture resistance decreases with crack extension when the crack approaches a particle, but increases up to 2.5 times the matrix toughness when it leaves the particle. The residual compressive stress in the radial direction, resulting from the thermal expansion mismatch between SiC particle and Al_2O_3 matrix, enhances the apparent fracture resistance of interface. The crack propagation behavior is simulated for both cases of weak and strong interface under the assumption of no failure in dispersed particles. It is found that the influence of interfacial toughness is minimal for the entire fracture resistance. By averaging the simulated fracture resistance curves, a rising *R*-curve behavior is observed.

Key Words: Composite Material, Fracture Toughness, Crack Propagation, Body Force Method, Residual Stress, Stress Intensity Factor, Particle, Crack Deflection

1. 序 論

材料内でのき裂進展経路は、き裂先端近傍における組織的な環境と力学的な状態によって決定されるが、最近この二つの要件を考慮したき裂進展経路に対するシミュレーションが行われた。戸田ら⁽¹⁾は、SiC ウィスカ/アルミ合金における微視き裂とき裂進展経路の相互作用をシミュレーションしたが、微視き裂が主き裂の前方に位置すると主き裂は微視き裂に引き込まれるように進展し、後方に位置すると主き裂の進展が顕著に阻害されることを示した。しかし、このシミュレーションでは複雑に偏向進展したき裂の応力拡大係数を解析解の近似から求めており、おそらく精度の問題から、微視き裂近傍で主き裂の経路が不規則的に変化する結果となった。また、主き裂が微視き裂を通過した直後は、負の応力拡大係数(モード I)のもとで主き裂が進展するという物理的に理解し難いき裂進展挙動を示している。

一方、二次元多結晶体におけるき裂進展が金ら⁽²⁾に

よってシミュレーションされ、き裂進展経路の粒界破壊靱性依存性が調べられた。粒界の破壊靱性が粒内の約 0.4 倍以下では完全な粒界破壊が起こるが、粒界破壊靱性の上昇とともにき裂が粒内に進展する割合が増加することを定量的に示した。この際、偏向き裂の応力拡大係数は体積法により計算された。シミュレーションされた二次元多結晶体の破壊靱性および粒内破壊率の粒界破壊靱性依存性はモデル解析とも一致する結果が得られた。

体積法は、西谷⁽³⁾によって開発された重ね合わせの原理を基本とする数値解析手法で、二次元弾性問題に対して簡便でかつ精度よい解が得られることが知られている。最近はパーソナルコンピュータにより任意の二次元弾性問題の解を与えることができる汎用解析プログラムが開発され、き裂問題の場合、き裂の座標と負荷条件などのわずかな入力で高精度の解を得ることができる⁽⁴⁾。本研究では、複雑に偏向したき裂の応力拡大係数が体積法により簡便に得られることから、球形の粒子を分散させた複合材料中を複雑に偏向進展するき裂経路を、この体積法を用いてシミュレーションした。複合材料では異相間の熱的および機械的性質の相違のため、分散粒子のまわりには内部残留応力が生じる。本研究では、その中でも熱膨張係数の

* 原稿受付 1996 年 7 月 22 日。

^{*1} 正員、東京大学先端科学技術研究センター(〒153 東京都目黒区駒場 4 6 1)。^{*2} 東京大学大学院。

相違に起因する熱残留応力とき裂進展経路の相互作用に注目したシミュレーションを行った。

2. き裂進展経路のシミュレーション

き裂が局所的な内部応力場を通過する際に、応力拡大係数は内部と外部両方の応力場の影響を受ける。ここでは、まず粒子とマトリックス間の熱膨張係数の相違に起因する熱残留内部応力場の影響について調べる。球形の粒子を分散させた2次元複合材料において、粒子近傍のマトリックス中における半径応力 σ_r と円周応力 σ_θ は⁽⁵⁾

$$-\sigma_\theta = \sigma_r = \sigma_i \frac{R^2}{r^2} \quad (1\cdot a)$$

$$\sigma_i = \frac{2\mu_p\mu_m[(1+\nu_m)\alpha_m - (1+\nu_p)\alpha_p]\Delta T}{[\mu_p + (1-2\nu_p)\mu_m]} \quad (1\cdot b)$$

のように与えられる。ここで、 $\mu, \nu, \alpha, \Delta T, R, r$ はおのおの剛性率、ポアソン比、熱膨張係数、温度差、粒子半径、粒子中心からの距離であり、添字 p, m はおのおの粒子とマトリックスを表す。粒子内部における応力は、基本的に式(1・b)の σ_i で表される静水圧である。 σ_i は $\nu_p \approx \nu_m$ と仮定すると、 $\alpha_p - \alpha_m$ の値によって引張りか圧縮となる。

このような内部残留応力場でのき裂先端における応力拡大係数は、現在のところ有限要素法などの数値計算に頼るしかないが、有限要素法はき裂の進展に伴って要素の切り直しが大変複雑であるため、本シミュレーションでは体積力法により求めた。球形の粒子は正16角形の空孔に置き換えられ、その内部に σ_i の圧力を作用させた。図1は、正8角形および正16角形の空孔内部に966 MPaの圧縮応力を作用させたとき、体積力法により求めたマトリックス中に生じる円周応

Fig. 1 Comparison of the analytical (solid line) and calculated residual stresses in the circumferential direction of an SiC particle in Al₂O₃ matrix

力を示しているが、正16角形の空孔で近似した場合、式(1・a)の解析結果とほぼ一致していることがわかる。体積力法による数値計算では円を多角形で近似しているため、粒子とマトリックスの界面に近づくほど解析結果との誤差は大きくなり、正16角形空孔の場合、 $r=1.05R$ で約5%の誤差を示す。しかし、 $r>1.05R$ で両者の差は無視できるほどであり、正16角形の空孔をもって式(1・a)の内部応力場がかなり近似できると考えられる。

式(1・b)の σ_i は数値計算時に絶対値として入力され、内部残留応力場により生じるき裂の応力拡大係数 K_r も絶対値として得られる。これに外部から応力が作用すると、外部応力による応力拡大係数 K_a が別に生じ、図2に模式的に示すように、両者は重ね合わせられる。この外部応力による応力拡大係数も体積力法により求めた。一方、き裂はある一定の距離を直線的に偏向進展しながら進むことにしたが、複雑に偏向進展したき裂の各直線区間は5等分して数値計算を行った。また、外部負荷は単軸引張りとした。数値計算時には単位外部応力に対するき裂先端での応力拡大係数 K' が得られ、外部応力 σ_a に対する応力拡大係数 K_a は $K_a = \sigma_a K'$ として与えられる。したがって、重ね合わせられた各モードの応力拡大係数 K_I と K_{II} は次のように表される。

$$K_I = K_{Ir} + \sigma_a K'_I \quad (2\cdot a)$$

$$K_{II} = K_{IIr} + \sigma_a K'_{II} \quad (2\cdot b)$$

式(2)のように混合モードの応力状態にあるき裂は偏向を起こす。き裂の先端が角度 θ に微小偏向し、その長さが全体のき裂長さに対して無視できるほど小さいとした場合、微小偏向したき裂先端での応力拡大係数 k_I, k_{II} は偏向する前の応力拡大係数 K_I, K_{II} をもって次のように近似できる⁽⁶⁾。

$$k_I = f_{11}(\theta)K_I + f_{21}(\theta)K_{II} \quad (3\cdot a)$$

Fig. 2 Total stress intensity factor at crack tip is given by the superposition of thermal stress intensity K_r on externally applied stress intensity K_a . Both are obtained by the body force method

$$k_{11} = f_{12}(\theta)K_I + f_{22}(\theta)K_{II} \quad \cdots \cdots (3 \cdot b)$$

ここで、 $f_{ij}(\theta)$ はき裂先端近傍の応力状態を表す関数である。

混合モードの破壊基準として、Nuismer のエネルギー解放率⁽⁷⁾

$$G = \frac{1}{E}(k_I^2 + k_{II}^2) \quad \cdots \cdots (4)$$

を用いると、式(2)と式(3)の代入からエネルギー解放率は

$$G = \frac{1}{E}f(\sigma_a, \theta) \quad \cdots \cdots (5)$$

のように σ_a と θ の関数として表される。ここで、 E は平面応力状態のヤング率である。粒子とマトリックス間の弾性率差を無視し複合材料を等方均質体として考えた場合、外部応力による K' はき裂の形状のみに依存し、内部応力による K_r はき裂の形状、材料定数および粒子の分布状態などに依存する。しかし、き裂の形状、粒子の分布、負荷条件などが決まっていると、 K' と K_r は体積力法により定数としておのおの求められ、式(5)は σ_a と θ の関数となる。

一方、き裂はマトリックス中のみを進展すると仮定に立ち、臨界エネルギー解放率 $G_{cm} (= K_{cm}^2/E : K_{cm}$ はマトリックスの破壊靱性)を与えると、 $G = G_{cm}$ から各 θ 方向に対してき裂の進展に必要な σ_a が計算される。得られた θ と σ_a のペアの中で、き裂はいちばん低い σ_a の方向に進展し、局部的なき裂進展に必要な

な外部応力 σ_{ca} が得られる。また、この σ_{ca} と外部負荷軸に対して垂直方向に投影したき裂長さ $2a$ から見掛け上の破壊靱性 $K_{ca} (= \sigma_{ca}\sqrt{\pi a})$ が得られる。1回のき裂進展によって進む長さを $R/2$ としたが、粒子近傍では計算誤差が大きいため、単位進展長さを $R/4$ に変えるなどしてできる限り滑らかな経路を得ようとした。連続的なき裂進展挙動は以上の過程を繰返すことによりシミュレーションされた。

対象材料は、半径 R の SiC 粒子を 10 vol.% 分散させた Al₂O₃ マトリックス複合材料である。マトリックス中の粒子はポアソン分布に従って分散させ⁽⁸⁾、粒子分散複合材料の 2 次元微視組織を得た。表 1 にはシミュレーションに用いた各成分の物性値(仮想値)を示す。SiC と Al₂O₃ の弾性係数は異なるが、弾性係数は式(1・b)の σ_i の計算のみに用いられ、応力拡大係数の計算時には等方均質体として仮定した。 ΔT として -1200°C を与えると、式(1・b)の σ_i は約 966 MPa となる。

一方、き裂の粒子内部への進展は起こらないと仮定した。き裂が粒子の界面にぶつくと、き裂進展経路は粒子と界面とマトリックス間に競合が生じるが、粒子内部への進展を考慮しないと、界面の影響を考慮する必要がある。図 1 で示したように、 $r = 1.05R$ で数値計算と解析による内部応力は約 5% のわずかな差を示すことから、 $r = 1.05R$ に仮想的な界面を想定し、き裂はこの仮想的な界面に沿って進展すると仮定した。しかし、 $r = 1.05R$ における応力は $876 (= 966/1.05^2)$ MPa に減少し、実際の界面における応力とは異なる値となるため、 σ_i として $1065 (= 966 \times 1.05^2)$ MPa を与え、 $r = 1.05R$ において 966 MPa になるようにした。界面の破壊靱性 K_{ci} としては、マトリック

Table 1 Material properties of the particle (SiC) and the matrix (Al₂O₃)

Material	$\alpha / ^\circ\text{C}$	μ / GPa	ν	$K_{cm} / \text{MPa}\sqrt{\text{m}}$
SiC	5.1×10^{-6}	180	0.25	-
Al ₂ O ₃	8.1×10^{-6}	162	0.235	3.5

Fig. 3 (a) Simulated crack paths in Al₂O₃ matrix around an SiC particle, and (b) the related variation of apparent fracture resistance with crack extension under the critical condition of $K_{ci} = K_{cm}$. Crack propagates from left to right

スの破壊靱性 K_{cm} に等しい場合と半分 ($K_{cm}/2$) の場合の、二つの場合に対してシミュレーションを行った。 $K_{ci}=K_{cm}/2$ の場合は、き裂の界面方向に限って $G=G_{cm}/4$ の関係を適用し、 σ_a を求めた。このき裂進展方向に対する界面とマトリックス間の競合に関しては、文献(2)に詳しく紹介されている。

3. シミュレーション結果および考察

図3(a)は、 $K_{ci}=K_{cm}$ の場合、一つの粒子近傍を進展するき裂経路のシミュレーション結果であるが、初期き裂長さは $20R$ で右側への進展のみを考慮した。外部負荷は上下方向に対する単軸引張りで、 x と y は粒子の中心を原点とする座標である。初期き裂先端の最初位置は $x=-5R$ で固定し、高さの位置 y を変化させた。

粒子とマトリックス間の熱膨張係数差により、マトリックス部で粒子の円周方向には引張りの残留応力が生じ、き裂は粒子に引き込まれるように進展する。初期き裂先端 ($x=-5R$) での y を y_i とすると、 $|y_i|$ が $2R$ より大きいとき裂は粒子に引き寄せられる形で進展するが、 $|y_i|$ が $2R$ より小さいとき裂は粒子に引き込まれる。しかし、き裂が粒子に引き込まれる限界距離は K_{cm} に強く依存しており、一律的には言えない。き裂先端におけるモード I と II の応力拡大係数が同じ

であっても、 K_{cm} が異なるとき裂の進展方向は変わる。極端な場合、 $K_{cm}=0$ であれば、円周方向における引張りの残留応力によってき裂は粒子の中心に向けて自然に引き込まれる。そして、 K_{cm} の値が高くなるにつれてき裂の自然な進展はなくなり、き裂の進展には外部からの負荷を必要とする。外部から負荷がかかるとき裂の進展方向は粒子の中心に対する方向から逸れ、図3のような単軸引張りの場合、き裂は負荷軸と垂直方向に進展しようとする傾向が生じる。すなわち、 K_{cm} が高いほどき裂の進展には高い外部負荷応力を必要とし、 x 軸方向に進展しようとする傾向はだんだん強くなる。このように、粒子分散複合材料におけるき裂進展経路を決定する因子としては、初期き裂形状、残留応力、負荷条件などにマトリックスの破壊靱性も加わり複雑になるが、ここではこれらすべての因子に対する評価は行わず、2章まで述べたような単純な場合に限ってシミュレーションを行った。

図3(b)は各き裂進展に対する K_{ca} の変化を表す。き裂が粒子に引き寄せられるとき、 K_{ca} は K_{cm} より低く、粒子から遠ざかるときは K_{cm} より高い。また、粒子に引き込まれたき裂はある程度界面に沿って進展するが、この際の K_{ca} は半径方向の圧縮応力のためかなり高い値となり、界面から抜け出すときは K_{cm} の約2.5倍まで上昇している。界面に沿って進展したき裂が粒子から抜け出すときは大体半径方向に抜け出すが、これは円周方向におけるマトリックス部での引張りの残留応力のためである。

一方、 $K_{ci}=K_{cm}/2$ の場合はき裂が界面に沿って進む距離が $K_{ci}=K_{cm}$ の場合に比べて長くなる。この様相を図4(a)に示す。き裂は弱くなった界面に沿って進みやすくなり $y=0$ 近傍で粒子から抜け出す。 K_{ci} の値によってはき裂が粒子まわりを完全にまわることも考えられるが、き裂が ($-x$) 方向に進展すると数値計算の誤差が急激に増加するため、本シミュレーションではき裂の進展を ($+x$) 方向に限定した。

図4(b)は $y_i=-1R$ の場合に対する破壊靱性の変化を示す。き裂が同じ界面を進んでも $K_{ci}=K_{cm}/2$ の場合は、 σ_{ca} が $K_{ci}=K_{cm}$ の場合の約半分となり、図4(b)に示すように、界面を進展する間は $K_{ci}=K_{cm}/2$ の場合の K_{ca} が $K_{ci}=K_{cm}$ の場合の大体半分となっている。しかし、き裂が界面に沿って進めば進むほどき裂偏向の効果および圧縮残留応力の効果が増加し、粒子から抜け出す際にはかなりの σ_{ca} を必要とする。結果的に最大の K_{ca} は $K_{ci}=K_{cm}$ の場合と同程度の値となる。

図5は10 vol.%の粒子を分散した複合材料中を進

Fig. 4 Comparison of (a) simulated crack paths in Al_2O_3 matrix around the SiC particle, and (b) the related variation of apparent fracture resistance during crack extension for $K_{ci}=K_{cm}$ and $K_{ci}=K_{cm}/2$. Crack propagates from left to right

Fig. 5 Comparison of (a) simulated crack paths, and (b) the related variation of apparent fracture resistance with crack extension in Al_2O_3 composite having 10 vol.% SiC particles. Crack propagates from left to right

展するき裂の経路および破壊靱性の変化を表す。粒子はポアソン分布に従って $0 < x < 40R$, $-10R < y < 10R$ の領域でランダムに分散されている。 $K_{ci} = K_{cm}$ の場合き裂は粒子と粒子の間をつなぐ形で進展しており、 $K_{ci} = K_{cm}/2$ の場合は界面に沿った進展が目立っているが、両者ともに全体的には x 軸に沿った(モード I)進展挙動を示している。また、図 5(b) に示すように、 K_{ca} はき裂が粒子に引き込まれるたびに激しく変化しており、 $K_{ci} = K_{cm}/2$ の場合は K_{cm} より低い K_{ca} が頻繁に見られる。しかし、全体的な K_{ca} は界面強度に依存することなくほぼ同程度の値を示している。

以上の計算は Gateway 2000 P 5 120 のパーソナルコンピュータにより行われたが、き裂を $x = 40R$ まで進ませるのに約 50 時間を要した。き裂進展距離が $x > 30R$ と長くなると、応力拡大係数の計算誤差が大きくなり、き裂経路に不規則的な変化傾向が現れるようになった。

$K_{ci} = K_{cm}$ と $K_{ci} = K_{cm}/2$ のおのおのの場合に対して、図 5 のようなシミュレーションを 10 回行い平均した結果を図 6 に示す。 K_{ca} はき裂進展とともに徐々に上昇する R カーブ挙動を示しており、 $x = 30R$ で初

Fig. 6 Simulated fracture resistance curves for Al_2O_3 composite with 10 vol.% SiC particle dispersion

期値の約 1.4 倍上昇している。図 5(b) では、き裂が粒子に引き込まれるたびに生じる K_{ca} ピークのため、 K_{ca} のき裂進展に対する変化がわかりにくい。き裂が粒子と離れたマトリックス中を進展する際の K_{ca} を比較すれば、 K_{ca} がき裂進展とともに徐々に上昇していることがわかる。例えば、図 5(b) において、 $x = 5R$ での K_{ca} は $1.16K_{cm}$ であるが、 $x = 12R$ での K_{ca} は $1.23K_{cm}$ である [図 5(b) と図 6 のスケールは異なることに注意]。ただし、図 6 はき裂が単体の領域から複合材料の領域に進展する場合の R カーブ挙動であり、き裂部のほとんどは単体の領域に残っているた

め、SiC 粒子分散 Al₂O₃ 複合材料の本質的な R カープではない。本質的な R カープを求めるためには複合材料中に存在するき裂を対象とする必要があるが、本研究ではまず粒子分散複合材料におけるき裂進展の経路に注目したシミュレーションを行っている。

このような K_{Ic} のき裂進展に伴う上昇は粒子の相対的な体積膨張に起因することから、ジルコニアの相変態による上昇 R カープ機構と類似している。ジルコニアの相変態はき裂先端近傍の高い応力場に誘起され、プロセスゾーン内で体積膨張する粒あるいは結晶が作られるのに対して、SiC 粒子分散 Al₂O₃ 複合材料では熱膨張係数差に起因する SiC 粒子の相対的体積膨張が外部負荷前から材料全体に分布することが、ジルコニアの場合と異なる点である。すなわち、体積膨張粒子の分布状態が異なるだけで、内部残留応力によ

る高靱化機構はジルコニアの場合とかなり類似している。

次は、本シミュレーションと同じ力学的環境下でき裂が直線的に進展する場合、ジルコニアにおける高靱化モデルを用いて K_{Ic} の変化を計算してみる。体積膨張粒子による応力拡大係数への影響は解析解が知られている。図 7(a) に示すように、き裂先端から距離 r 、角度 θ に存在する微小領域 dA で ε^T の体積膨張が生じた場合、モード I の応力拡大係数の変化 dK_I は次のように表される⁽⁹⁾。

$$dK_I = cE\varepsilon^T dA r^{-3/2} \cos(3\theta/2) \dots \dots \dots (6)$$

ここで、 c は無次元の定数で、 ν はポアソン比である。粒子が領域 Ω 内で均一に分布する場合のモード I の応力拡大係数の変化 ΔK_I は、 $dA = r dr d\theta$ を用いて

$$\Delta K_I = cE\varepsilon^T \int_{\Omega} \cos(3\theta/2) r^{-1/2} d\theta dr \dots \dots \dots (7)$$

のような積分から得られる。ここで、 f は Ω 内に存在する体積膨張粒子の体積率である。 Ω がき裂面を中心に対称であるとする、モード II の応力拡大係数の変化は平均的に零であるので、ここではモード I のみを考える。

本シミュレーションにおける Ω は $0 < x < 40R$ 、 $-10R < y < 10R$ の領域であるが、この領域を進展するき裂の様子を図 7(b) に示す。すべての距離は R で規格化されているため、この領域で式 (7) を積分すると、

$$\Delta K_I = c f \varepsilon^T g(\Delta a) E \sqrt{R} \dots \dots \dots (8)$$

のように表すことができる。 $g(\Delta a)$ はき裂進展量 Δa に依存する無次元関数で式 (7) 中の積分値である。 $g(\Delta a)$ はき裂進展に伴う破壊靱性の相対的变化を表すが、図 7(c) にその計算結果を示す。

き裂先端が Ω 内に入るまでは $g(\Delta a)$ が (+) となり破壊靱性は低くなる。図 5(b) においてもき裂が複合材料の領域に進入するまでは K_{Ic} が K_{cm} より低くなっているが、これはき裂の前方に存在する体積膨張粒子の影響が大きいためである。図 3(b) と式 (6) からわかるように、体積膨張粒子がき裂の前方に存在すると (直線き裂の場合 60° 以下)、 ΔK_I は (+) になる。

Δa が $3R$ 程度になると、 $g(\Delta a)$ は (-) となり高靱化が起こり始まる。この高靱化はき裂進展とともに増大し、 Δa が $40R$ に近づくと、 $g(\Delta a)$ を (+) にするき裂先端前方の Ω がだんだん小さくなるため、破壊靱性は急激に上昇する。すなわち、 $0 < \Delta a < 25R$ の範囲で図 6 と図 7(c) の R カープ挙動は類似しており、ジルコニアにおける相変態モデルを用いても内部残留応力の応力拡大係数に対する影響がある程度解析できる

Fig. 7

ことがわかる。ただし、式(6)は半無限き裂を対象としており、またき裂の偏向を考慮していないので、本シミュレーション結果との絶対値としての比較はできない。

一方、SiC- Al_2O_3 複合材料のように、 Ω が無限である場合には $g(\Delta a)$ も $-\infty$ になるが、これはジルコニアにおいても同様である。材料全体が相変態しているジルコニアに式(6)をそのまま適用すると、 $-\infty$ の $g(\Delta a)$ が得られる。しかし、このように無限の圧縮残留応力場内に有限長さのき裂が存在する場合でも、き裂面には一定の圧縮応力が作用しているため、き裂長さの平方根に比例する R カーブ挙動が得られると予想される。この点に関しては現在検討中である。一方、 R カーブの発現機構は異なるが、Majumdar⁽¹⁰⁾とMiyataとOzawa⁽¹¹⁾もき裂長さの平方根に比例する R カーブモデルを提案している。

このように、SiC 粒子の相対的体積膨張により応力拡大係数が減少された結果、き裂長さの増加とともに K_{ca} が上昇する機構は相変態による高靱化機構と類似していることがわかる。また、 K_{ci} 値の影響はさほど大きくないが、これは前節でも述べたように、界面が弱くなってき裂が界面に沿って進みやすくなっても、それに伴うき裂偏向および圧縮の半径応力の影響が代わりに現れ、全体的な破壊靱性はほぼ等しくなったと考えられる。二つの要因の中でも、二次元的なき裂偏向は破壊靱性に大きな影響を及ぼさないことから⁽²⁾、圧縮の半径応力の影響が特に大きいと予想される。

粒子分散複合材料の破壊機構としては、micro-cracking を考えない場合、き裂の偏向⁽¹²⁾とピニング⁽¹³⁾が代表的であるが、その働きは界面の状態に強く依存することが知られている⁽¹⁴⁾。すなわち、 K_{ci} が低い場合はき裂の偏向が、 K_{ci} が高い場合はき裂のピニングがおもな破壊機構となり、偏向よりはピニングがはるかに高い破壊靱性を与える。しかし、SiC 粒子/ Al_2O_3 マトリックスのように半径方向に圧縮の残留応力がかなり存在する場合には、 K_{ci} が低くてもき裂のピニングがおもな破壊機構であることが予想される。界面に沿って進展したき裂に圧縮の残留応力が働き、結果的にき裂は粒子から離れにくくなるから、ピニングと同様な破壊機構となる。もし、二次元粒子分散複合材料で残留応力が存在しないとすればき裂の偏向がおもな破壊機構となるが、この場合は図3または図4に示すように急激な破壊靱性の上昇が期待できず、 K_{cm} が最大の K_{ca} となるだろう⁽²⁾。このように、本シ

ミュレーションは、粒子分散複合材料の破壊機構をき裂の偏向とピニングで分けた場合、残留応力の存在によりそのおもな破壊機構が変わり得ることも同時に示している。

4. 結 論

SiC 粒子分散 Al_2O_3 マトリックス複合材料におけるき裂進展経路をシミュレーションした結果、粒子まわりの円周方向に存在するマトリックス部での引張りの残留応力のため、き裂は粒子に引き込まれるように進展する。粒子にぶつかったき裂はある程度界面に沿って進んだ後粒子から離れるが、この際は高い負荷応力を必要とし、き裂のピニングを引き起こす。界面が弱くなると、き裂は低い負荷応力で界面に沿って進むが、進めば進むほど圧縮の半径応力の影響が大きくなり、き裂の粒子からの離脱には高い負荷応力を必要とする、同じくき裂のピニングを引き起こす。き裂が単体の領域から複合材料の領域に進展する場合、破壊靱性はき裂進展とともに上昇するシミュレーション結果が得られ、マトリックスより熱膨張係数の低い粒子の添加は破壊靱性を向上させることがわかった。

本研究において、体積力法プログラムのご提供ご指導をいただいた九州大学の西谷弘信先生に深く感謝する。

文 献

- (1) 田裕之・小林俊郎・和田義治, 日本金属学会誌, **59** 1 (1995), 94-102.
- (2) Kim B.-N., Wakayama S. and Kawahara M., *Int. J. Fract.*, **75** (1996), 247-259.
- (3) 西谷弘信, 機誌, **70**-580 (1967), 627-635.
- (4) 西谷弘信・才本明秀・野口博司, 機論, **56** 530, A (1990), 2123-2129.
- (5) 結城良治・石川晴雄・岸本喜久雄・許金泉, 界面の力学, (1993), 56-57, 培風館.
- (6) Lawn D.R. and Wilshaw T.R., *Fracture of Brittle Solids*, (1975), 62-69, Cambridge University Press.
- (7) Nuismer R.J., *Int. J. Fract.*, **11** (1975), 245-250.
- (8) 野本久夫, 確率・統計, (1972), 18-21, 朝倉書店.
- (9) McMeeking R.M. and Evans A.G., *J. Am. Ceram. Soc.*, **65** (1982), 242-246.
- (10) Majumdar B.S., Rosenfield A.R. and Duckworth W.H., *Eng. Fract. Mech.*, **31** (1988), 683-701.
- (11) Miyata N. and Ozawa N., *Mater. Sci. Res. Int.*, **1** 4 (1995), 213-220.
- (12) Faber K.T. and Evans A.G., *Acta Met.*, **31** (1983), 565-576.
- (13) Evans A.G., *Phil. Mag.*, **26** (1972), 1327-1344.
- (14) 金柄男・岸輝雄, 日本金属学会誌, **58**-7 (1994), 728-733.