応力速度, 結晶粒径, 物性定数依存性を含めた 転位群集積による動的応力拡大係数*

横堀 寿光^{*1}, 磯貝 毅^{*2}
西 宏^{*3}, 加古 卓三^{*4}

Stress Rate, Grain Size and Material Constant Dependence of Dynamic Stress Intensity Factor by Dynamical Piling-Up of Dislocations

Toshimitsu YOKOBORI, JR, Takeshi ISOGAI,
Hiroshi NISHI, and Takuzo KAKO

A computer simulation concerning the dynamic stress intensity factor, $K_d(t)$, was carried out for various material constants. The constitutive equation of $K_d(t)$ was formulated as a function of stress rate, grain size and material constants. This theory corresponds to the effect of stress rate on experimental results of the yield stress and the fracture toughness under room temperature. Furthermore, the mechanical characteristics of the dimensional value of the dislocation-free zone for free expansion were analyzed for various materials, and $K_d(t)$ was estimated by the dislocation-free zone.

Key Words: Computer Simulation, Dynamic Stress Intensity Factor, Dynamic Piling-Up of Dislocations, Dislocation-Free Zone

1. 結 言

転位源からの射出を伴う転位群の群運動と結晶粒界への集積挙動はすべり帯の形成および集積挙動のシミュレーションとして重要である。著者らは前報^{(1)~(3)}において、転位源から射出された転位群が結晶粒界へ動的集積する問題をコンピュータシミュレーションにより解析し、動的応力拡大係数, $K_d(t)$ の応力速度および結晶粒径依存性を求め, $K_d(t)$ の定式化を行った。さらに次元解析により有次元物性定数の依存性を含めた $K_d(t)$ の構成方程式を導いたが⁽²⁾⁽³⁾, この次元解析によっては構成方程式の無次元物性定数依存性までは明らかにされていない。しかしながら工学的応用のためには、定性的な構成則ではなく定量的に種々の材料について評価しうる $K_d(t)$ の構成則を作る必要がある。そのためには、種々の物性定数を用いて解析を行うことにより, $K_d(t)$ の無次元物性定数依存性を明らかにする必要がある。

本論文では、このような観点から種々の金属の物性

定数を用いて動的応力拡大係数, $K_d(t)$ 値に関するコンピュータシミュレーションを行い, 前報⁽²⁾⁽³⁾で求めた構成方程式において無次元定数の物性定数依存性を明らかにし, 工学的応用に寄与しうる $K_d(t)$ の一般的な構成則を導いた。

また最近, Dislocation Free Zone なる概念が提案されているが^{(4)~(7)}, その物理的意味や工学的有用性に関する解析はあまり行われていない。著者らは転位群の自由膨張運動における無次元化された Dislocation Free Zone, F 値について解析を行い, F 値の応力速度および物性定数依存性を明らかにした⁽⁸⁾⁽⁹⁾。またその工学的応用として, 下限界応力拡大係数, ΔK_{th} 値が F の飽和値 F_{sat} により評価できることを示した⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

ところで, Dislocation Free Zone の有次元値に関してはその特性は明らかにされておらず, またどのような力学量と対応するのかという問題も明らかにされていない。しかし Dislocation Free Zone がなんらかの破壊力学パラメータを簡便に評価するものとして関連づけられれば, その工学的有用性も高くなると考えられる。

そこで本論文では, 転位群の自由膨張運動のコンピュータシミュレーションを行い, Dislocation Free

* 原稿受付 平成元年9月21日。

^{*1} 正員, 東北大学工学部 (〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)。

^{*2} 正員, 帝京大学理工学部 (〒320 宇都宮市長岡町1189-4)。

^{*3} 正員, 日本原子力研究所 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村)。

^{*4} 正員, 新日本製鉄(株) (〒299 君津市君津1)。

Zone の有次元値、 x_F に関する解析を行いその特性を調べた。さらに破壊力学パラメータである動的応力拡大係数、 $K_d(t)$ 値と x_F 値との関連について検討を行った。

2. 基礎式と解析方法

前報^{(1)~(3)}にて Fe の物性定数⁽¹⁰⁾を用いて射出を伴う転位群の動的集積問題を解析し、集積点近傍の動的応力拡大係数、 $K_d(t)$ を応力速度 $\dot{\epsilon}$ 、結晶粒径 d 、時間 t の関数として定式化し、式(1)を導いた⁽²⁾⁽³⁾。

$$\frac{K_d(t)}{K_s(t)} = 1.0 - \left\{ 2.35 - 0.0214 \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{-0.172} d^{-0.896} \right\} \times \exp \left\{ -1.08 \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{0.75} \frac{t}{t_0} \right\} \quad (1)$$

ここで、 $K_s(t) [= \sqrt{2\pi d}(\dot{\epsilon}t)]$ は静的平衡問題として無限小転位が連続分布しているときの静的応力拡大係数、 $t_0 = \{(m+1)d/M\dot{\epsilon}_0^m\}$ 、 m 、 M ：物性定数、 $\dot{\epsilon} = 9.8 \text{ MPa/s}$ である。

$m=3$ として式(2)に示す近似を行い次元解析を行うと、 K_d/K_s は応力速度、結晶粒径、時間および物性定数の関数として式(3)のように導かれる⁽²⁾⁽³⁾。

$$\left. \begin{aligned} 0.172 &\approx \frac{1}{m+2} \\ 0.896 &\approx \frac{m+1}{m+2} \\ 0.75 &\approx \frac{m}{m+1} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{K_d(t)}{K_s(t)} = 1.0 - \left\{ 2.35 - 0.230 \times \left(\frac{\mu}{\dot{\epsilon}_0^*} \right)^{m/(m+2)} \left(\frac{\mu V_0}{\dot{\epsilon} b} \right)^{1/(m+2)} \left(\frac{b}{d} \right)^{(m+1)/(m+2)} \right\} \times \exp \left\{ -1.08 \left(\frac{\dot{\epsilon} t}{\dot{\epsilon}_0^*} \right)^{m/(m+2)} \left(\frac{V_0 t}{(m+1)d} \right)^{1/(m+1)} \right\} \quad (3)$$

ただし、 $\dot{\epsilon}_0^*$ ：物性定数、 μ ：剛性率、 b ：バーガースベクトル、 $V_0 = 1 \text{ cm/s}$ である。

ここで式(3)は式(2)で表される近似と次元解析により数学的に導かれたものであり、種々の材料に対して変数および有次元物性定数の依存性は変化しない⁽²⁾。

図1 転位群の動的集積モデル

しかし式(3)の無次元係数は無次元物性定数 m に影響を受けると考えられる。したがって、これらの値は種々の物性定数について計算を行って決定することが必要である。式(3)は一般的には式(4)のように表されると考えられる。

$$\frac{K_d(t)}{K_s(t)} = 1.0 - \left\{ 2.35 - \alpha_1(m) \left(\frac{\mu}{\dot{\epsilon}_0^*} \right)^{m/(m+2)} \times \left(\frac{\mu V_0}{\dot{\epsilon} b} \right)^{1/(m+2)} \left(\frac{b}{d} \right)^{(m+1)/(m+2)} \right\} \times \exp \left\{ -\alpha_2(m) \left(\frac{\dot{\epsilon} t}{\dot{\epsilon}_0^*} \right)^{m/(m+2)} \left(\frac{V_0 t}{(m+1)d} \right)^{1/(m+1)} \right\} \quad (4)$$

ただし、 $\alpha_1(m)$ 、 $\alpha_2(m)$ は m の関数である。

本論文では種々の金属に対し、図1に示す射出を伴う転位群の動的集積モデル^{(1)~(3)}を用いて転位群の動的集積問題に関するコンピュータシミュレーションを行い、 $K_d(t)$ 値を解析した。そしてこれらの結果を非線形最小二乗法を用いて式(5)の形に定式化した。

$$K_d/K_s = 1.0 - A \exp(-B\Theta) \quad (5)$$

ここで、 Θ は湧き出しを伴う転位群の自由膨張運動における射出転位数を律速するパラメータ、 $\Theta = (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^{(m+1)/(m+2)} \theta$ ^{(11)~(14)} である。また A 、 B は定数である。本論文ではこれらの結果を用いて、前報⁽²⁾⁽³⁾と同様の次元解析を行うことにより $\alpha_1(m)$ 、 $\alpha_2(m)$ を求めた。

次に本解析で用いた非線形最小二乗法の解析方法について述べる。

まず始めに式(5)を式(6)で置き換える。

$$f = 1.0 - a_1 \exp(-a_2 \Theta) \quad (6)$$

式(6)を a_{10} の近傍で Taylor 展開し、2次以上の項を無視すると式(7)を得る。

$$f^* = 1.0 - a_{10} \exp(-a_{20} \Theta) + \left. \frac{\partial f}{\partial a_1} \right|_{a_1=a_{10}} (a_1 - a_{10}) + \left. \frac{\partial f}{\partial a_2} \right|_{a_2=a_{20}} (a_2 - a_{20}) \quad (7)$$

ここで式(7)の近似関数 f^* と実際にコンピュータシミュレーションにより求めた K_d/K_s の値 y との誤差 g をとり、式(8)で表す。

$$g = f^* - y \quad (8)$$

式(7)を式(8)に代入すると g は式(9)で表される。

$$g = 1.0 - a_{10} \exp(-a_{20} \Theta) - y + \left. \frac{\partial f}{\partial a_1} \right|_{a_1=a_{10}} (a_1 - a_{10}) + \left. \frac{\partial f}{\partial a_2} \right|_{a_2=a_{20}} (a_2 - a_{20}) \quad (9)$$

非線形最小二乗法においては、すべてのデータに関する平方誤差 g^2 の総和 [式(10)で表される] を最小にする必要がある。

$$\sum_j g^2 \Big|_{\theta_j, y_j} = \sum_j (f^* - y)^2 \Big|_{\theta_j, y_j} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここでは (θ_j, y_j) は図2に示したコンピュータシミュレーションにより得られた $(\theta, K_d/K_s)$ の数値解析結果に相当する。

式(10)が極小値をとる時, 式(11)が成立する。

$$\sum_j \left(\frac{\partial f^*}{\partial a_i} \cdot g \right) \Big|_{\theta_j, y_j} = 0 \quad (i=1, 2) \quad \dots\dots\dots (11)$$

式(11)に式(9)を代入すると式(12・a), (12・b)を得る。

$$C_1 + C_2(a_1 - a_{10}) + C_3(a_2 - a_{20}) = 0 \quad \dots\dots\dots (12 \cdot a)$$

$$D_1 + D_2(a_1 - a_{10}) + D_3(a_2 - a_{20}) = 0 \quad \dots\dots\dots (12 \cdot b)$$

ここで, $C_1 \sim C_3, D_1 \sim D_3$ は次式で与えられる。

$$C_1 = \sum_j \{1 - \exp(-a_{20}\theta_j)\}$$

$$\times \{1 - y_j + a_{10}(1 - \exp(-a_{20}\theta_j))\} \quad \dots\dots\dots (13 \cdot a)$$

$$C_2 = \sum_j \{1 - \exp(-a_{20}\theta_j)\}^2 \quad \dots\dots\dots (13 \cdot b)$$

$$C_3 = \sum_j \{1 - \exp(-a_{20}\theta_j)\}$$

$$\times \{a_{10}\theta_j \exp(-a_{20}\theta_j)\} \quad \dots\dots\dots (13 \cdot c)$$

$$D_1 = \sum_j a_{10}\theta_j \exp(-a_{20}\theta_j)$$

$$\times \{1 - y_j + a_{10}(1 - \exp(-a_{20}\theta_j))\} \quad \dots\dots\dots (14 \cdot a)$$

$$D_2 = \sum_j a_{10}\theta_j \exp(-a_{20}\theta_j)$$

$$\times \{1 - \exp(-a_{20}\theta_j)\} \quad \dots\dots\dots (14 \cdot b)$$

$$D_3 = \sum_j \{a_{10}\theta_j \exp(-a_{20}\theta_j)\}^2 \quad \dots\dots\dots (14 \cdot c)$$

本解析では, まず始めに式(12・a), (12・b)における

表1 本解析で用いた物性定数^{(10)(15)~(20)}

Material	m	τ_0^* (MPa)	μ (MPa)
Ge	1.46	835.0	4.903×10^4
Fe screw	2.6	490.0	7.943×10^4
Fe edge	3.0	53.9	7.943×10^4
W 238-2	4.0	548.8	1.549×10^5
W	4.8	307.7	1.549×10^5
Mo	6.4	53.9	1.254×10^5

図2 K_d/K_s と動力学係数 θ との関係

a_{10} を適当に決定し, (θ_j, y_j) にコンピュータシミュレーションによる $(\theta, K_d/K_s)$ の値を代入する。ここで, Cramer の公式を用い, これらの式を連立して解くと a_1, a_2 が定まる。次に, 今求めた a_1, a_2 を式(12・a), (12・b)の a_{10}, a_{20} に代入し, 再び計算を行う。そして同様の計算を式(15)が成立するまで繰返して行い, 式(15)が成立した時点での a_1, a_2 をそれぞれ式(5)の A, B の値とする。

$$|a_i - a_{i0}| < \varepsilon \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで ε は許容誤差(本解析では $\varepsilon = 10^{-5}$)である。以上の方法により, K_d/K_s を式(5)の形で定式化する。

転位群の動的集積シミュレーションモデルは, 前報^{(1)~(3)}と同様である。すなわち式(16・a), (16・b)の転位源に作用する有効応力 $\tau_{eff,s}$ が転位源活性化応力 τ_s に等しくなったとき, 転位源より新たに一つの転位を射出させ, 式(17・a), (17・b)の転位の運動方程式を解いていく。ここで x_1 は先頭転位の位置である。

そして, 式(17・b)より得られた各転位の位置 x_i を用いて, 式(18)より集積点先端近傍に作用する有効応力を求め, 式(19)を用いて図1に示す集積点近傍の動的応力拡大係数 $K_d(t)$ を求める。

$$\tau_{eff,s} = \tau_a(t) - A^* \sum_{j=1}^n \frac{1}{x_j} \quad \dots\dots\dots (16 \cdot a)$$

($x_1 < d$: 集積前)

$$\tau_{eff,s} = \tau_a(t) - \frac{A^*}{d} - A^* \sum_{j=2}^n \frac{1}{x_j} \quad \dots\dots\dots (16 \cdot b)$$

($x_1 = d$: 集積状態)

$$\frac{dx_i}{dt} = V_0 \left(\frac{\tau_a(t)}{\tau_0^*} + \frac{A^*}{\tau_0^*} \sum_{j=1}^n \frac{1}{x_i - x_j} \right)^m \quad \dots\dots\dots (17 \cdot a)$$

($x_1 < d$: 集積前)

$$\frac{dx_i}{dt} = V_0 \left(\frac{\tau_a(t)}{\tau_0^*} + \frac{A^*}{\tau_0^*} \frac{1}{x_i - d} + \frac{A^*}{\tau_0^*} \sum_{j=2}^n \frac{1}{x_i - x_j} \right)^m$$

($x_1 = d$: 集積状態) $\dots\dots\dots (17 \cdot b)$

$$\tau(x, t) = \frac{A^*}{x - d} + A^* \sum_{i=2}^n \frac{1}{x - x_i} + \tau_a(t) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$K_d(t) \cong \sqrt{2\pi(x-d)} \tau(x, t) \Big|_{d < x < d+\varepsilon} \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここで, n : 射出転位数, x_i : 各転位の位置,

$\tau_a(t)$: 負荷応力, $A^* = \mu b / 2\pi(1 - \nu)$ である。

解析は前報と同様に, 式(17・a), (17・b)の基礎式を無次元化して行った^{(1)~(3)}。本解析にて用いた種々の金属の物性定数^{(10)(15)~(20)}は表1に示した。

3. 解析結果

3・1 動的応力拡大係数 $K_d(t)$ の応力速度, 結晶粒径および, 物性定数依存性の定式化 表1の物性定数^{(10)(15)~(20)}を用いて解析した動的応力拡大係数 $K_d(t)$

の値を図2に示す。また前章で述べた非線形最小二乗法を用い、図2のシミュレーション結果と良く一致するように式(5)の定数 A , B を定めた。そして前報と同様に式(5)から式(4)の次元解析を行い $\alpha_1(m)$ および $\alpha_2(m)$ を求めた。その結果をそれぞれ図3, 4に示す。本結果より $\alpha_1(m)$, $\alpha_2(m)$ は有次元物性定数, τ_0^* , μ に依らず、無次元物性定数 m に対して式(20), (21)の関係に従うことがわかる。

$$\alpha_1(m) = 0.0581 m^{1.81} \dots\dots\dots (20)$$

$$\alpha_2(m) = 1.19 - 0.0458 m \dots\dots\dots (21)$$

本結果から K_d/K_s の構成方程式より、前報⁽²⁾⁽³⁾で示した式(4)の有次元物性定数依存性が成立すること、および無次元係数が式(20), (21)に示す無次元物性定数 m の関数として表されることがわかった。

以上の結果より、物性定数の変化を考慮したすべり帯動的集積による動的応力拡大係数 $K_d(t)$ の一般的な構成方程式として式(22)が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{K_d(t)}{K_s(t)} = & 1.0 - \left\{ 2.35 - 0.0581 m^{1.81} \right. \\ & \times \left(\frac{\mu}{\tau_0^*} \right)^{m/(m+2)} \left(\frac{\mu V_0}{\dot{\tau} b} \right)^{1/(m+2)} \left(\frac{b}{d} \right)^{(m+1)/(m+2)} \Big\} \\ & \times \exp \left\{ (0.0458 m - 1.19) \right. \\ & \times \left(\frac{\dot{\tau} t}{\tau_0^*} \right)^{m/(m+2)} \left(\frac{V_0 t}{(m+1)d} \right)^{1/(m+1)} \Big\} \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

シミュレーションより求めた種々の金属における

図3 α_1 と m との関係

図4 α_2 と m との関係

K_d/K_s の値を無次元化負荷応力, $\bar{\tau}_a = (\dot{\tau} t)/(\tau_0 t_0)$ に対して表したものを図5に示す。同図中の実線および破線は式(22)により得られる特性である。本結果より、シミュレーションより得られた K_d/K_s の値は応力速度、結晶粒径、時間、物性定数の関数である式(22)により良く表されることがわかる。

3・2 Dislocation Free Zone 転位源から射出された転位が群運動するとき、転位源近傍のある範囲にわたり転位の存在しない領域が存在する。この領域が図6に示される Dislocation Free Zone⁽⁴⁾⁽⁵⁾と呼ばれる領域で、その定量的評価には次の2通りの値が定義されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

$$F = \frac{x_n}{x_{n-1} - x_n} \dots\dots\dots (23)$$

$$x_F = x_n \dots\dots\dots (24)$$

ここで x_n は転位源に最近接の転位の位置である。著者らは前報⁽⁸⁾⁽⁹⁾において、式(23)の定義を用いて転位の自由膨張過程における Dislocation Free Zone の値, F について解析を行った。そしてその結果、Dislocation Free Zone の飽和値 F_{sat} が無次元物性定数 m のみにて定まり、応力速度やその他の物性定数に依らないことを示した⁽⁸⁾⁽⁹⁾。またさらにその工学的応用として、 F_{sat} による下限界応力拡大係数、

図5 K_d/K_s 値と無次元化負荷応力 $\bar{\tau}_a$ との関係

図6 Dislocation Free Zone の概念図

ΔK_{th} の評価について検討を行った⁽⁸⁾⁽⁹⁾。本報では式(24)の定義を用いて、射出を伴う転位群の自由膨張運動における有次元の Dislocation Free Zone の値、 x_F について解析を行う。さらに x_F 値を用いた動的応力拡大係数 $K_d(t)$ の評価について検討を行う。

転位源より射出されて自由膨張運動する転位群のコンピュータシミュレーションは種々の応力速度、物性定数についてすでに解析が行われている^{(11)~(14)}。本論文ではこれらのシミュレーション結果から x_F の値を求め、その特性を明らかにする。詳細な解析方法は文献(11)~(14)に示したとおりである。また、転位射出に関する抵抗応力としては、前報^{(11)~(14)}と同様に既に射出されている転位による背応力のみを考える。本解析にて用いた物性定数は表1^{(10)(15)~(20)}に示したとおりである。

種々の金属の物性定数について Dislocation Free Zone の有次元値、 x_F を求め、射出転位数、 n に対して表したものを図7に示す。また Fe の場合について応力速度を種々変化させた場合の x_F の値を射出転位数、 n に対して表したものを図8に示す。

本結果より、Dislocation Free Zone の有次元値、 x_F は射出転位数、 n の小さい領域では n の増加とともに急激に減少し、その後 n が大きくなるとともに緩やかに減少する。また x_F 値は、前報⁽⁸⁾⁽⁹⁾において解析

を行った無次元化された Dislocation Free Zone の値、 F とは異なり、物性定数の影響が複雑な形で表れていることがわかる。また x_F は F とは異なり、応力速度の影響を受け、 $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0$ が大きいほど x_F 値が小さな値をとることがわかる。

3.3 Dislocation Free Zone と $K_d(t)$ との関係

Dislocation Free Zone はその定義と若干の解析があるだけで^{(4)~(9)}、系統的な解析とその工学的な応用に関する検討はほとんど行われていない。そこで著者らは無次元化された Dislocation Free Zone の値、 F の工学的有用性について、その飽和値 $F_{sat.}$ が下限界応力拡大係数 ΔK_{th} の評価に用いられることを前報⁽⁸⁾⁽⁹⁾にて示した。

一方、転位群の自由膨張運動における Dislocation Free Zone の有次元値、 x_F の工学的有用性については明らかにされていないが、本結果より x_F は応力速度の影響を受け、応力速度が高いほど x_F は小さくなる特性を示すことがわかる。また、本解析で行った射出を伴う転位群の動的集積シミュレーションにより得られた動的応力拡大係数、 $K_d(t)$ も応力速度が大きいほど低い値となる。これは $K_d = K_{crit.} (=const.)$ を強度のクライテリオンとした場合、応力速度が高いほど強度が高くなることを示している。このことは降伏強度に関連した問題において実験結果⁽²¹⁾の特性とも一致している⁽²⁾⁽³⁾。

したがって、 $K_d(t)$ 値と Dislocation Free Zone の有次元値、 x_F の間にはなんらかの対応が考えられ、Dislocation Free Zone の工学的有用性が示唆される。そこで本節では x_F 値と $K_d(t)$ 値との関係について検討を行う。

図9は $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0 = 10$ 、 $d = 0.01$ mm の場合について、種々の金属の物性定数を用いて前節で述べた数値シミュレーションにより求めた K_d/K_s の値と、本解析によ

図7 x_F/d と射出転位数、 n との関係

図8 x_F/d と射出転位数、 n との関係

図9 $K_d/K_s|_{n=40}$ と $x_F/d|_{n=10}$ との関係

り得られた x_F/d の関係を示したものである。また図 10 は Fe の場合について、 $d=0.01\text{mm}$ の条件で応力速度を変化させた場合の K_d/K_s の値と x_F の関係を示したものである。ただし、 K_d/K_s の値は集積点近傍で $1/\sqrt{r}$ 応力特異性に達する射出転位数 $n=40$ の値、 $K_d/K_s|_{n=40}$ を用いた。また x_F/d の値は、図 7, 8 においてほぼ飽和値になる $n=10$ の場合の $x_F/d|_{n=10}$ を用いた。

本結果より、 $K_d/K_s|_{n=40}$ 値は種々の応力速度や物性定数の場合とも $x_F/d|_{n=10}$ 値と良く対応しており、 $K_d/K_s|_{n=40}$ 値は $x_F/d|_{n=10}$ 値により一義的に定まる特性を示していることがわかる。これより、 $K_d/K_s|_{n=40}$ と $x_F/d|_{n=10}$ の間には、式(25)で表されるような関係が成立する。

$$K_d/K_s|_{n=40} = 4.814(x_F/d|_{n=10})^{0.5082} \dots\dots\dots (25)$$

式(25)による $K_d/K_s|_{n=40}$ も $x_F/d|_{n=10}$ の関係を図 9, 10 に実線で示した。したがって、射出を伴う動的集積シミュレーションより得られる $K_d(t)$ 値は転位群の自由膨張運動のシミュレーションより得られる x_F 値から予測することができる。これは $K_d(t)$ 値の解析がかなり計算時間と解析的な困難さを伴うのに対し、Dislocation Free Zone は極めて容易に解析できることから $K_d(t)$ 値が容易に求められ工学的に有用であると考えられる。

4. 考 察

本解析より得られる動的応力拡大係数 $K_d(t)$ は応力速度が高いほど低い値をとる。

したがって $K_d(t) = K_{crit.}$ を強度のクライテリオンとすると、 $K_d(t)$ が本解析モデルに従う場合、応力速度が高いほど強度は高くなる。降伏強度に関連した問題ではこの特性は実験結果の特性と一致する⁽²⁾⁽³⁾。

図 10 $K_d/K_s|_{n=40}$ と $x_F/d|_{n=10}$ との関係

破壊靱性値に関連した問題では、本解析モデルは比較的溫度の高い場合の塑性変形に律速される破壊機構に相当すると思われる。実験結果においても、室温に近い条件では衝撃破壊靱性値のほうが静的破壊靱性値に比べて高くなっており⁽²³⁾、本解析結果と一致した特性を示す。

それに対して低温脆性破壊靱性値は、衝撃負荷の方が静的負荷に比べて低くなっており⁽²³⁾、室温での結果とは逆の特性を示す。低温条件下では転位の可動度が低いことから考えて、この現象については本モデルのような動的塑性問題とは異なる破壊機構に従っていると考えられる。

5. 結 論

(1) 種々の金属の物性定数を用いて動的応力拡大係数、 $K_d(t)$ に関するコンピュータシミュレーションを行い、前報⁽²⁾⁽³⁾で求めた K_d/K_s の有次元物性定数依存性の検討と無次元定数の定式化を行った。そして $K_d(t)$ 値の応力速度、結晶粒径および物性定数依存性を含んだ統一的な構成則を導いた。本解析によると、すべての物性定数の影響を考慮した K_d/K_s の構成方程式は、前報⁽²⁾⁽³⁾で導いた構成方程式にさらに無次元物性定数依存性が加わった次式で与えられる。この式はコンピュータシミュレーションによる数値解析結果と良く一致しているばかりではなく、降伏応力および破壊靱性値に関連した問題で実験結果の応力速度依存性と一致した特性を示している。

$$\begin{aligned} \frac{K_d(t)}{K_s(t)} = & 1.0 - \left\{ 2.35 - 0.058 \, 1m^{1.81} \right. \\ & \times \left(\frac{\mu}{\tau_0^*} \right)^{m/(m+2)} \left(\frac{\mu V_0}{\tau b} \right)^{1/(m+2)} \left(\frac{b}{d} \right)^{(m+1)/(m+2)} \Big\} \\ & \times \exp \left\{ (0.045 \, 8m - 1.19) \right. \\ & \times \left(\frac{\dot{\epsilon} t}{\tau_0^*} \right)^{m/(m+2)} \left(\frac{V_0 t}{(m+1)d} \right)^{1/(m+2)} \Big\} \end{aligned}$$

(2) 転位群の自由膨張過程における Dislocation Free Zone の有次元値、 x_F は射出転位数、 n の小さい領域では n の増加とともに急激に減少し、その後 n が大きくなるとともに緩やかに減少する。また x_F の値は、すでに解析を行った無次元化された Dislocation Free Zone の値、 F とは異なり応力速度の影響を受け、 $\dot{\epsilon}/\tau_0^*$ が大きいほど x_F が小さな値をとる。

(3) Dislocation Free Zone の有次元値、 x_F を用いた動的応力拡大係数、 $K_d(t)$ の評価を行った。 $K_d/K_s|_{n=40}$ 値は種々の応力速度や物性定数の場合に対しても $x_F/d|_{n=10}$ 値と良く対応しており、 $K_d/K_s|_{n=40}$ 値は $x_F/d|_{n=10}$ 値により一義的に定まり、その関係は次

式で表される。この式を用いることにより, 自由膨張過程における Dislocation Free Zone の有次元値, x_F より複雑な解析となる転位群の動的集積問題に関する動的応力拡大係数, $K_d(t)$ の値を簡単に求めることができる。

$$K_d/K_s|_{n=40} = 4.814(x_F/d|_{n=10})^{0.5082}$$

文 献

- (1) Yokobori, T. and Yokobori, A. T. Jr. (Hult, J. and Lemaitre, J. 編), Physical Non-Linearities in Structural Analysis, *IUTAM Symp.*, (1981), 271-286, Springer.
- (2) 横堀(寿)・横堀(武)・西, 機論, **51**-468, A(1985), 1995-2001.
- (3) Yokobori, A. T. Jr., Yokobori, T. and Nishi, H. (Kawata, K. and Shioiri, J. 編), Macro-and Micro-Mechanics of High Velocity Deformation and Fracture, *IUTAM Symp.*, (1985), 149, Springer.
- (4) Zhao, R. H. and Li, J. C. M., *Int. J. Fract.*, **29**(1985), 3-20.
- (5) Majumder, B. S. and Burns, S. J., *Int. J. Fract.*, **21**(1983), 229-240.
- (6) Lin, I. and Thomson, R., *Acta. Met.*, **34**(1986), 187-206.
- (7) Chang, S. I. and Mura, T., *Int. J. Eng. Sci.*, **25**(1987), 561-576.
- (8) 横堀(寿)・磯貝・横堀(武), 機論, **54**-503, A(1988), 1298-1303.
- (9) Yokobori, A. T. Jr., Isogai, T., Yokobori, T., Mae-kawa, I. and Tanabe, Y. (Salama, K. and Ravi-Chandar, K., Taplin, D. M. R. and Rama Rao, P. 編), Advances in Fracture Research, *ICF 7*, (1989)1453-1463.
- (10) Turner, A. P. L. and Vreeland, T. Jr., *Acta. Met.*, **18**(1970), 1225.
- (11) Yokobori, T., Yokobori, A. T. Jr. and Kamei, A., *Philos. Mag.*, **30**(1974), 367-378.
- (12) Yokobori, A. T. Jr., Yokobori, T. and Kamei, A., *Appl. Phys.*, **47**(1975), 3720-3724.
- (13) 横堀(寿)・横堀(武)・亀井, 機論, **42**-358(1976), 1652-1660.
- (14) 横堀(寿)・横堀(武)・亀井, 機論, **43**-372(1977), 2812-2817.
- (15) Gorman, W. F., Wood, D. S. and Vreeland, T. Jr., *J. Appl. Phys.*, **40**(1969), 83.
- (16) Chaudhuri, A. R., Pattel, J. R. and Rubin L. G., *J. Appl. Phys.*, **33**(1962), 2736.
- (17) Saka, H., Noda, K. and Imura, T., *Crys. Lattice Defects*, **4**(1973), 45.
- (18) Schadler, H. W., *Acta. Met.*, **12**(1964), 861.
- (19) Prekel, H. L., Lawler, A. and Conrad, H., *Acta. Met.*, **16**(1968), 337.
- (20) Guberman, H. D., *Acta. Met.*, **15**(1967), 713.
- (21) Cambell, J. D. and Harding, J., *Response of Metals to High Velocity Deformation*, (1961), 51, AIME.
- (22) Yokobori, A. T. Jr., Kawasaki, T. and Yokobori T. (Kawata, K. and Shioiri, J. 編), High Velocity Deformation of Solids, *IUTAM symp.*, 132-148, Springer, (1977).
- (23) Rolfe S. T. and Barsom J. M., *Fracture and Fatigue Control in Structures*, (1977), 345, Prentice-Hall, Inc.