統計力学を応用した破壊靱性値の評価指標に関する研究

正員 豊 貞 雅 宏 * 正員 後 藤 浩 二 * 学生員 中 山 伸 **

Development of Evaluation Parameter for Fracture Toughness Based on Statistical Mechanics

by Masahiro Toyosada, Member Koji Gotoh, Member Shin Nakayama, Student Member

Summary

A new parameter, which enable to evaluate the characteristics on fracture toughness quantitatively, e.g. dependence on geometrical shape of specimen and a large scattering under the same experimental condition, is developing in this paper. This parameter represents the intensity of activation free energy in fracture process zone and is a function of strain rate and temperature in the zone. Einstein model of the lattice vibration in solid, which is based on statistical mechanics, is applied to derive the new parameter.

Fracture toughness test results under various crack length, ambient temperature and loading rate shows that the scattering and the crack length dependence on fracture toughness can be considerably reduced if the suggested parameter in this paper is used as an evaluation index for fracture toughness. This result indicates that the scattering originates in the difference of strain rate in fracture process zone due to the difference of initial crack length of each specimen, even under static loading condition, and that crack length dependence on fracture toughness can be explained by considering strain rate in the process zone instead of the qualitative concept of plastic constraint effect on fracture toughness.

1.緒 言

破壊靱性値は雰囲気温度のみならず,作用ひずみ速度 や試験片の幾何学的形状(き裂長さや板厚)などの影響 も受けることが知られている。そして,同一試験条件下 で得られた破壊靱性値には大きなばらつきが生じること が報告されている。

また破壊が生じる以前のき裂先端近傍での塑性変形量 が大きい時は、き裂長さの増大に伴い破壊靱性値が低下

* 九州大学大学院工学研究院海洋システム工学部門
 ** 九州大学大学院工学府建設システム工学専攻
 原稿受理 平成13年7月10日

秋季講演会において講演 平成 13 年 11 月 15, 16 日

し、それは塑性拘束効果によると定性的に解釈され、T stress ¹⁾²⁾ や Q parameter ³⁾⁴⁾ を用いた定量化が試み られている。

一方,最弱リンク概念に基づく Weibull 応力を破壊 靭性値のパラメータとすることで、へき開強度を推定で きることが提唱されている⁵⁾。Weibull 応力は、破壊靭 性値に及ぼす負荷速度の影響⁶⁾やき裂長さの影響⁷⁾⁸⁾, 同一実験条件下で生じる破壊靭性値のばらつき⁹⁾を解 釈するためにも用いられている。しかし、Weibull 応力 の定義式に用いられる形状パラメータに関しては、未だ 明確な物理的意味は与えられていない。また、き裂の存 在によるひずみ集中のため、き裂先端近傍ではたとえ静 570

的載荷条件下でも、ひずみ速度が一般部 (公称部)より 速くなる。材料構成関係はひずみ速度と温度の影響を受 けるため、き裂先端近傍の詳細な応力/ひずみ場を推定 するためには静的載荷条件下と言えども、負荷過程中に 時々刻々変化するき裂先端近傍のひずみ速度や温度変化 を考慮することが必要と考えられるが、T stress や Qparameter, Weibull 応力の算定に当たってはこの考慮 はほとんどなされていない。

一方著者らは、破壊靱性値は負荷過程中において破壊 発生領域と考えられる IDNZ¹⁰⁾ 内で、ほぼ一様な分 布となる strain rate-temperature parameter¹¹⁾ (R, (1) 式参照)のほぼ一義的関数になることを報告してい る¹²⁾。この結果は、破壊靱性値は温度とひずみ速度の 関数であることを意味している。

 $R = T \ln(A/\dot{\varepsilon}) \tag{1}$

T : 絶対温度 [K] A : 頻度係数 (= 10^8 [1/s]) $\dot{\epsilon}$: ひずみ速度 [1/s]

さらに、著者の一人¹³⁾は、HT50 鋼の破壊靱性試験 (負荷速度 0.01[mm/s])で得られた K_c 値を雰囲気温度 で整理した結果に比べて、破壊発生領域内の R 値 (R_γ) で整理した結果の方がスムーズな関係になることを示し ている。この結果は、たとえ静的載荷条件下でもき裂先 端近傍でのひずみ速度の影響を考慮したパラメータによ り破壊靱性値を評価する必要があることを示唆している。 そこで著者らは、破壊靱性値のばらつきの一因と破壊靱 性値に及ぼす塑性拘束効果は、破壊発生領域内のひずみ 速度変化に起因すると考え、前報¹⁴⁾で三点曲げ試験片 を用いた破壊靱性試験結果を R_γ 値を指標として整理し た。その結果、同一試験温度ではき裂長さの相違に関係 なく、破壊靱性値は R_γ 値と一義的な関係を有している が、 R_γ 値は試験温度の影響も含めた統一的な評価指標 としては不十分であることも判明した。

(1) 式で定義される R 値は熱活性化過程論すなわち活 性化自由エネルギーが系の挙動 (特にすべり)を支配する との立場から導出されたパラメータであるが、このパラ メータの導出に当たって、系の活性化自由エネルギーと 温度の間に Arrhenius 形の関係式が成立すると仮定し ている。Arrhenius 形の関係は化学反応速度と温度の間 に成立することが実験的に認められた結果であり、液体 の粘性、拡散過程、相変態における核の発生と成長の問 題、さらには固体の塑性流動、破壊の問題も Arrhenius 形の関係を用いた説明がなされている¹⁵⁾。しかし、い ずれの現象に対しても、なぜ Arrhenius 形の関係が成 立するかに対する理論的な説明は十分とは言い難く、あ くまでも実験結果の最適近似にすぎない。一方,熱力学 や統計力学では、自由エネルギーが系の挙動を支配する としている。したがって、破壊靱性値が示す特徴も破壊 発生領域の自由エネルギーの状態に支配されると考えら れる。

これまでの著者らによる破壊靱性値に及ぼす温度やひ ずみ速度の影響に対する一連の研究^{12)~14),16)~19)}で は、 R_{γ} 値が破壊発生領域の活性化自由エネルギーの指 標と考えていたが、前報の結果や上述の考察を考慮すれ ば、 R_{γ} 値というパラメータが破壊発生領域の活性化自 由エネルギーを正確に反映したパラメータとしては不十 分な可能性がある。

そこで本研究では、統計力学を応用して破壊発生領域 の自由エネルギー状態をより詳細に反映したパラメータ を導出し、これを用いて三点曲げ試験片による破壊靱性 試験結果を整理し、パラメータの妥当性を検討する。

2. 統計力学を応用した評価パラメータの導出

2.1 活性化自由エネルギーと R パラメータの関係

原子ないし分子が、ポテンシャルエネルギーの山を越 えることにより、一つの安定な配列から次の安定な配列 に移る過程は、一般に熱活性化過程(速度過程)として知 られている。この概念は Arrhenius により導入された。 化学反応速度に対する温度の影響は、1 つの原子または 分子に対して(2)式の形で表されることが Arrhenius により実験的に示されている。

$$r_0 = A \exp(-G/kT) \tag{2}$$

 r_0 : 化学反応速度

k : Boltzman 定数 (= 1.38×10^{-23} [J/K])

G : 活性化自由エネルギー

(2) 式の形式は Arrhenius 形の関係式と呼ばれている。

固体の問題に対しては、せん断ひずみ速度 (転位移動 速度と関連づけされる) と活性化自由エネルギー、外力、 温度の間に (3) 式で示す Arrhenius 形の関係式が成立 する¹⁵⁾。

$$\dot{\gamma} = A \exp(-\{G - \alpha(\tau - \tau_{ath})\}/kT) \qquad (3)$$

$\dot{\gamma}$:せ	ん断ひずみ速度
lpha	: 活	生化容積
au	:外/	芯力

Tath : 長範囲内部応力 (材料定数)

(3) 式を変形すると,

$$G - \alpha(\tau - \tau_{ath}) = kT \ln(A/\dot{\gamma}) \tag{4}$$

統計力学を応用した破壊靱性値の評価指標に関する研究

が得られ,(4)式の右辺を k で除したものとして, R 値 は定義される。すなわち,温度とひずみ速度の関数とし て定義されている R 値は自由エネルギーと密接な関係を 有する指標であることがわかる。

しかし,(2)式は実験的に見いだされたにすぎないこ とを考慮すれば,(3)式を降伏現象や破壊靱性に対する パラメータとしてそのまま適応できるという理論的背景 は不明確である。降伏や破壊現象が転位挙動と関係し, 固体が有する自由エネルギーは原子の熱振動(格子振動) に関連すること,並びにこれらはひずみ速度及び温度に 影響されることを考慮すれば,格子振動に基づく自由エ ネルギーの関数であるパラメータを採用すべきであろう。 しかし,分子動力学法のように原子レベルの微視状態を 直接評価する手法を用いることは,工学的な見地からは 決して有効な手法であるとは言い難い。

評価対象の固体は莫大な数の原子の集合体であるので, 統計力学を応用すれば原子の挙動から比熱などのマクロ な物理量を導出できる²⁰⁾。そこで本研究では,統計力 学を応用して系の自由エネルギーの関数としての新しい 評価パラメータを導出する。

2.2 新しいパラメータの導出

以下では統計力学を用いてパラメータの導出を行うが, 統計力学に関しては参考文献²⁰⁾に詳細な説明が与えら れている。

統計力学では調和振動子として格子振動をモデル化す ることがある。モデル化の手法は、原子全ての振動数 が等しいと仮定する Einstein モデルと、振動子の挙動 をあたかも弦の振動 (基本振動数として格子振動数のス ペクトルを採る) と解釈する Debye モデルが知られて いる。

両モデルを適用して固体の比熱を計算すると, Einstein モデルでは極低温 (絶対数度或いは数十度) での比 熱の値が指数関数的に減少していくのに対し, Debye モ デルでは温度の三乗に比例して 0 に近づき, 後者の方が 実験値とよく一致している。しかし, 温度が上昇するに つれて両モデルから計算される比熱の値はほぼ同じ値を 取り, これは古典熱力学の結果に収束していく。

すなわち,格子振動に起因する系の自由エネルギーを 計算するに当たっては,極低温の領域を除けば Einstein モデルを用いても問題ないと考えられる上に取り扱いが 簡単なので,本研究では Einstein モデルを用いてパラ メータを導出する。

1個の調和振動子の状態和 Z(付録参照) は,

$$Z = \frac{\exp(h\nu/2kT)}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$
(5)

h : Plank 定数 (=
$$6.60 \times 10^{-34}$$
[J·s])

v: 調和振動子の振動数

で与えられる。従って N 個の原子からなる固体の Helmholtz の自由エネルギー (F) は,

$$F = -NkT \ln Z$$

= $-NkT \ln \left(\frac{\exp(h\nu/2kT)}{\exp(h\nu/kT) - 1} \right)$ (6)

と求められる。

(5) 式と (6) 式を用いて,新しいパラメータ *F_n* を次 式で定義する。

$$F_n = |F|/Nk = T \ln\left(\frac{\exp(h\nu/2kT)}{\exp(h\nu/kT) - 1}\right)$$
(7)

F_nは R パラメータと同様に,温度の次元を有する。

2.3 振動数とひずみ速度の関係

(7) 式で与えられる F_n を決定するには、調和振動子の振動数とひずみ速度の関係を導出する必要がある。

せん断 (塑性) ひずみ速度 (γ) は、可動転位密度 (ρ)、 バーガースベクトル (b) および転位の平均運動速度 (v: 転位が単位時間当たりに移動する距離)を用いて、

$$\dot{\gamma} = \rho b v \tag{8}$$

と表すことができる¹⁵⁾。一方 ν は原子が単位時間当た りに元の位置から移動する回数と解釈できるので、v の 関数と考えてよい。したがって(8)式より、 ν は作用ひ ずみ速度と可動転位密度の関数と考えられる。しかし、 可動転位密度は変形の増大に伴い増加するが、この影響 を考慮して振動数とひずみ速度の具体的表示式を求める ことは難しい。そこで簡単のために $\nu = C\gamma(C$ は定数) と近似し、C を以下の手順で定めた。

著者らが丸棒引張試験結果を整理した結果より与えた 静的条件を規定するひずみ速度 $(5.0 \times 10^{-5} [1/s])^{21}$ の時の調和振動子の振動数を, Bennet らが導出した頻 度係数 $(10^8 [1/s])$ に対応すると考えれば,

$$\nu = 2.0 \times 10^{12} \dot{\gamma} \tag{9}$$

と近似できる。通常の取り扱いでは、せん断ひずみ速度 ではなく垂直ひずみ速度 ($\dot{\epsilon}$)を用いる方が便利であるの で、(9) 式を $\dot{\epsilon}$ で表すと、

$$\nu = \sqrt{2} \times 10^{12} \dot{\varepsilon} \tag{10}$$

が成立する。

ひずみ速度を (10) 式に代入して ν を求め、これと温度を (7) 式に代入すれば、 F_n の値を計算できる。

3. 破壊靭性試験

日本造船学会論文集 第190号

Table 1 Chemical composition and material

properties (plate thickness $= 16[mm]$)								
	Chemical composition (Wt%)							
	С	Si	Mn	P .	S			
	0.15	0.20	1.05	0.009	0.002			
	Material properties							
	Y.S.	T.S.	El.	vE at	0[°C]			
	[MPa]	[MPa]	[%]	[J]				
	299	452	33	26	60			

3.1 実験の概要



Fig. 1 Speecimen configuration of three point bend specimen used



Fig. 2 An example of time history of each mesuring item during the CTOD testing

前節で導出したパラメータ F_n を用いて破壊靱性値の 整理を行うため,前報¹⁴⁾で実施した三点曲げ試験片を 採取したものと同じ鋼板 (SM400B)を用いた破壊靱性 試験を追加して行った。試験片製作条件及び実験方法は, 前報と同様に BS5762²²⁾に準拠して実施した。また, 疲労予き裂の導入時の応力拡大係数範囲は前報で採用し た条件と同様に,規格要求値より低い 18.5[MPa \sqrt{m}] である。 前報では試験温度が-75~-40[℃]であったため、全ての試験片で安定延性き裂進展後に脆性破壊した。そこで追加実験では試験温度として、液体窒素を冷媒として-190、-110[℃]に設定して低応力脆性破壊を生じる領域についても検討した。

また静的載荷条件でも、応力集中によりき裂先端近傍 ではひずみ速度が変化し、それが破壊靱性値のばらつき の原因になると考えられるので、この現象をより明確に するため、前報での載荷速度 (0.04[mm/s]) より 1 オー ダ低い速度 (0.005[mm/s]) で載荷した。さらにき裂長 の影響を検討するため、a/W=0.2の試験片を用いた実 験も行った。鋼板の化学組成と機械的性質を Table 1 に、試験片形状を Fig.1 にそれぞれ示す。

Fig.2 に、今回行った破壊靱性試験で得られた各値計 測結果の一例 (試験温度-190[℃]) を示す。 特に荷重出力 結果を見るとわかるように低応力脆性破壊を生じており, 試験温度-190[℃]の場合は全ての試験片で低応力脆性破 壊が生じた。試験温度-110[℃]の場合は、a/W = 0.1 の試験片では最大荷重を示した後に破壊し、a/W = 0.2の試験片では最大荷重時及び最大荷重後に破壊したもの が混在していた。試験片表裏面にパーカッション溶接に より取り付けた熱電対による温度計測結果によると、試 験片表裏面での温度はほぼ同じであり、負荷中の温度上 昇はほとんど認められなかった。解析に使用する試験片 温度は、これら二つの熱電対による計測結果の平均値を 採用した。Mouth COD の時刻歴に関してはノイズの ため、若干の変動が確認できるが、実際に試験片に作用 した平均的な負荷速度を概算すると、当初の計画範囲内 のオーダの負荷速度を与えていたことが確認できた。

破壊靱性値の計算に当たっては、前報と同様に実際の 破壊発生時点における破壊靱性値に対する検討を行うた めに、破壊が発生した時点での諸値を使用した。なお不 安定破壊に先だって安定延性き裂成長が確認された場合 は、き裂進展量 Δa を計測し、この結果と疲労予き裂長 の和としてき裂長さ $a(=a_0 + \Delta a)$ を定めた。

3.2 δ_c 値の算定

限界 CTOD 値 (δ_c 値) を破壊靱性値として採用し, BS5762 規格の CTOD(δ) 表示式 ²²⁾ より算定した。

$$\delta = \frac{K^2 (1 - \nu_p^2)}{2\sigma_Y E} + \frac{r_p (W - a) V_p}{(1 - r_p)a + r_p W + z}$$
(11)

$$K = YP/(BW^{1.5})$$
(12)

$$Y(a/W) = 3(a/W)[1.99 - (a/W)(1 - a/W) \\ \times \{2.15 - 3.93(a/W) + 2.7(a/W)^2\}] \\ /[2(1 + 2(a/W))(1 - a/W)^{1.5}]$$
(13)

NII-Electronic Library Service

統計力学を応用した破壊靱性値の評価指標に関する研究__



Fig. 3 Relationship between ambient temperature and critical CTOD

$ $	${m E}$:	ヤング率
V_p : mouth COD の塑性成分 P : 荷重 r_p : 回転係数 a : き裂長さ B,W : 試験片厚さ,高さ (Fig.1 参照	ν_p	:	ポアソン比
P : 荷重 r_p : 回転係数 a : き裂長さ B,W : 試験片厚さ,高さ (Fig.1 参照)	V_p	:	mouth COD の塑性成分
r_p : 回転係数 a : き裂長さ B,W : 試験片厚さ,高さ (Fig.1 参照	Ρ	:	荷重
a : き裂長さ B,W : 試験片厚さ,高さ(Fig.1参照	r_p	:	回転係数
B,W : 試験片厚さ,高さ (Fig.1 参照	a	:	き裂長さ
	B,W	:	試験片厚さ,高さ (Fig.1 参照)

(11) 式中のき裂長さaは、安定延性き裂成長を含めた 不安定破壊発生時の値を採用した。回転係数 r_p の値は、 a/W < 0.2の時は2a/W、 $a/W \ge 0.2$ の時は0.4とし た²³⁾。

なお, (11) 式中の σ_Y は, 同一材料を用いて製作さ れた丸棒試験片を用いた静的引張試験より得られた σ_Y [MPa] と試験片温度 (T [K]) の関係である (14) 式 ¹⁴) から与えた。

 $\sigma_Y = 119.1 \exp(189.8/T) \tag{14}$

これらの関係式より算定した δ_c 値と温度の関係を Fig.3 に示す。同図には、前報での結果も同時に示している (以下の図に関しても同様)。同一試験温度であっても δ_c 値にはかなりのばらつきが生じており、温度だけの関数 と見なすことは困難であることが確認できる。

同一試験温度では-190[°C]の結果を除くと、南らの 結果⁷⁾と同様に、き裂長さが短くなるに従い δ_c 値は 大きくなる傾向を有していた。-190[°C]の試験結果が 異なる傾向を示したのは、試験片の冷却時に COD 計 測用のクリップゲージに霜が付着し、この結果として a/W = 0.1の試験片による実験の一部で COD 計測に ばらつきが生じたためと考えられる。

また, 試験温度-60 [℃]の試験では二種類の負荷速度 での結果を示しているが, 負荷速度の遅い方が *δ*。値が大 きくなっている。設定負荷速度は 0.04 [mm/s] と 0.005 [mm/s] という、従来の知見では共に静的載荷と見なさ れる範囲であるにも関わらず、平均して後者の δ_c 値が 1 オーダ大きな結果を与えたことは、通常の場合に静的載 荷試験の範疇であると見なせる場合であっても、負荷速 度の影響を受けていることを示唆している。

4. 新しい評価パラメータ F_n による δ_c 値の整理

4.1 評価パラメータ *F_n* の算定

破壊発生領域における F_n 値の算定には,破壊発生領域の温度分布並びににひずみ速度分布を与えることが必要である。なお以下の検討に当たっては破壊発生領域の代表点として IDNZ 先端¹⁶⁾を採用する。

無限板中における作用ひずみと CTOD の関係 ²⁴⁾, *J* 値と CTOD の関係 ²⁵⁾, HRR 解 ²⁷⁾²⁸⁾ によるき裂先 端近傍のひずみ分布ならびに作用ひずみ速度の情報から, 著者らは三点曲げ試験片における IDNZ 先端の R_{γ} 値 の計算手法 ¹⁴⁾ を提案している。 F_n 値は,著者らがこ れまでに破壊靱性値の評価パラメータとして用いてきた *R* 値の精度を向上させたものに相当するため, IDNZ 先 端における F_n 値の算定は IDNZ 先端の *R* 値 (R_{γ}) の 算定手順と類似しており,計算方法は以下に示す通りで ある。なお,以下の諸式で (dot) は時間微分を表す。 また F_n 値についても,公称ひずみ速度 ϵ_{∞} に対する値 を F_n^{∞} , IDNZ 先端での値を F_n^{γ} と記す。

実験結果より K 値と V_p 値の時刻歴を与えることが できる。一方, (11) 式の時間微分を採ると, CTOD 速 度 (δ)

$$\dot{\delta} = \frac{K(1-\nu^2)}{\sigma_Y E} \dot{K} + \frac{r_p(W-a)}{(1-r_p)a + r_p W + z} \dot{V}_p \quad (15)$$

が定義できる。

日本溶接協会規格 WES2805 で与えられている作用 ひずみ (ε_{∞}) と CTOD の関係²⁹⁾ は

$$\varepsilon_{\infty} = \begin{cases} \sqrt{2\varepsilon_{Y}\delta/\pi a} & (\varepsilon_{\infty}/\varepsilon_{Y} \leq 1.0) \\ 8\delta/9\pi a + 5\varepsilon_{Y}/9 & (\varepsilon_{\infty}/\varepsilon_{Y} > 1.0) \end{cases}$$
(16)

である。ここで ϵ_{Y} は降伏ひずみである。(16) 式の時間 微分を採ると、作用ひずみ速度 ($\dot{\epsilon}_{\infty}$) が得られる。

$$\dot{\varepsilon}_{\infty} = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_Y / 2\pi a \delta} \dot{\delta} & (\varepsilon_{\infty} / \varepsilon_Y \leq 1.0) \\ (8/9\pi a) \dot{\delta} & (\varepsilon_{\infty} / \varepsilon_Y > 1.0) \end{cases}$$
(17)

実験結果より与えられる K, V_p を (15) 式に代入し て δ を求め,これを (17) 式に代入する事で、 ϵ_∞ が得 られる。 574

一方, CTOD 及び CTOD 速度に含まれる σ_Y は, 温度のみならずひずみ速度の関数である。すなわち、 σ_{Y} は F_nの関数として表現できると考えられる。そこで本 供試材に対する σ_{Y} [MPa] と F_{n} [K] の結果を最小二乗 近似すると、(18) 式が得られる。

> $\sigma_Y = 131.2 \exp(1821/F_n)$ (18)



Fig. 4 Yield stress as a function of F_n parameter

以上の諸式を用いると、[1]~[4] に示す手順に従うこ とで *ε* の値, 並びに試験片に作用したひずみ速度の影 響も考慮した δ_c 値が計算できる。

[1] σ_Y の初期値を仮定する。

M

- [2] (11) 式, (15) 式, (17) 式より c_∞ を求める。
- [3] (7) 式, (10) 式より F_n^{∞} 値を定める。これを (18) 式の F_n に代入して σ_Y を求める。
- [4] [1] で仮定した σ_Y と [3] の値が等しければ、こ のプロセスで求められた $\dot{\epsilon}_{\infty}$, δ_c 値を採用する。 異なる場合は、 σ_Y の初期値を更新して、収束す るまで計算を繰り返す。

一方, IDNZ 先端のき裂線上ひずみ速度分布は次式で 与えられる 19)。

$$\dot{\varepsilon}_Q = \tilde{\varepsilon}/(2\pi a(\bar{N}+1))(M/2.4I)^{\bar{N}/(\bar{N}+1)}$$
$$\times (\delta/a)^{-\bar{N}/(\bar{N}+1)}\dot{\delta}$$
(19)

$$ar{N}$$
 : 加工硬化指数の逆数 $I, ilde{\epsilon}$: $ar{N}$ の関数 M : $ar{N}$ と a/W の関数

であり、 $1/\bar{N}$ は σ_Y の多項式として、 $I, \tilde{\epsilon}$ は \bar{N} の多項 式として与えられている 13)。 M は伊藤が示した a/W との関係図²⁵⁾より、対応する *Ñ*および a/W に関し て補間して与えられる。

(19) 式から得られるひずみ速度を (7) 式及び (10) 式 に代入することで IDNZ 先端の F_n 値, すなわち F_n^{γ} 値が決定できる。

F_n 値は厳密に言えばそれぞれの位置の関数であるが, F_n^γ の計算に用いる $ar{N}$ は F_n^∞ 値に対応した値を用いて いる。著者らは破壊靱性値に及ぼすひずみ速度および温 度の影響を検討した際に、FEM を用いてそれぞれの位 置における $ar{N}$ を与えた場合と $\dot{\epsilon}_\infty$ に対応する $ar{N}$ を用い た場合の R_γ値の相違に関して調査したが、両者の差は 少なく,後者の計算手法を用いても R₂ 値の推定は可能 であることを示している $^{26)}$ 。一方 F_n 値は R 値の曖昧 な点を改良したものであることを考慮すれば、上述の手 法に従って IDNZ 先端での F_n 値を与えてもよいと考 えられる。

また Fn 値の算定には、塑性仕事に起因する局部的な 温度上昇量 (ΔT) の考慮が必要である¹²⁾ が,熱電対に よる計測結果を見る限り、 $\Delta T \approx 0$ であった。また、著 者らが提案している簡易計算法 18) を用いて破壊発生時 の IDNZ 先端における局部温度上昇量を推定したとこ ろ,全ての実験に対して 1[℃] 以下であったため,以下 の検討では塑性仕事による局部温度上昇は無視して破壊 発生時の F_n^{γ} 値を計算した。

4.2 F_n 値による δ_c 値の整理

 F_n 値の有用性を検討するため、Fig.3 に示した試験雰 囲気温度 $T \geq \delta_c$ 値の関係, 無限板に換算されたひずみ 速度(公称ひずみ速度)¹⁶⁾と試験雰囲気温度から定義さ れる R 値 (R_{∞}) と δ_c 値の関係及び, IDNZ 先端での R値 (R_{γ}) による δ_c 値の整理結果との比較を行った。 なお, R_{∞} 値と R_{γ} 値の計算方法は前報¹⁴⁾ に従い,こ れらの計算に必要な σ_Y [MPa] と R 値 [K] の関係も, 本供試材に対して前報で導出した結果である (20) 式 14) を用いた。

$$\sigma_Y = 106.7 \exp(5607/R) \tag{20}$$

Fig.5 は R_{∞} 値と δ_c 値の関係である。 R_{∞} 値は公称 ひずみ速度を用いて定義されるので、Fig.3 とほぼ同様 な結果を与えている。すなわち、 δ_c 値は R_∞ 値の一義 的関数として表現することは困難である。

Fig.6 は、 R_{γ} 値と δ_c 値の関係である。前報での結果 と同様に、同一試験温度条件下ではき裂長の相違に関係 なく R_{γ} 値が大きくなると δ_c 値が大きくなっているが, Fig.6 を詳細に眺めると R_{γ} 値を単一の指標として全て

NII-Electronic Library Service

統計力学を応用した破壊靱性値の評価指標に関する研究



Fig. 5 Relationship between R parameter defined by equivalent remoto strain rate and critical CTOD



Fig. 6 Relationship between R parameter at the tip of IDNZ and critical CTOD

の実験結果を統一的に整理できているとは言い難い。特に試験温度-60[°C]の結果に着目すると、負荷速度の異なる場合の結果が同一線上にないことが確認できる。この結果は、R値によるひずみ速度影響の評価が十分ではない事を示唆している。

Fig.7 は IDNZ 先端における F_n 値 (F_n^{γ}) を用いて δ_c 値を整理した結果である。Fig.4 ~ Fig.6 の結果に 比べると, F_n^{γ} 値と δ_c 値の間には一義的な関係が成立 していると見なせる。特に, Fig.7 では全ての実験結果 があるバンド内にランダムに分布している事が確認でき, Fig.4 ~ Fig.6 のように,実験条件ごとに一定の傾向を 示した結果とは明らかに異なる傾向を示している。 F_n^{γ} 値が破壊靱性値の真の指標であれば,Fig.7 における縦 軸のばらつきが組織敏感性に起因するものと考えられる。 一方, F_n 値導出における仮定も Fig.7 における縦軸の



Fig. 7 Relationship between F_n parameter at the tip of IDNZ and critical CTOD

ばらつきに影響を与えていると考えられる。 すなわち,

- [1] 格子振動をモデル化するに当たり、最も簡単な Einstein モデルを適用している。
- [2] 格子振動の振動数と作用ひずみ速度の関係を,単 純に (10) 式で与えている。

という二つの近似が F_n^{γ} 値の精度に影響を与えている。 特に, δ_c 値の大きな領域 ($\delta_c \ge 1.0$ [mm]) でばらつきが 大きく見えるのは, 2.3節で述べたように (10) 式の係数 ($\sqrt{2} \times 10^{12}$) は転位密度の増加に伴い大きくなる可能性 が高く,破壊発生領域では大きな塑性変形が生じた後に 破壊したため,(10) 式の係数も変化していると考えられ るためである。この影響を考慮すれば,Fig.7 で生じて いるばらつきがかなり消失するものと考えられる。

いずれにしろ δ_c 値を整理する指標としては,温度, R_{∞} 値, R_{γ} 値, F_n^{γ} 値の順にそのばらつきが小さくなっ ており,組織敏感性によるばらつきは Fig.7 の結果より 最大値と最小値で 2 倍程度であろうと推察され,従来報 告されている 10 倍程度という結果 ⁷⁾ には,組織敏感性 の他に著者らがこれまでに指摘しているひずみ速度の影 響が含まれていると考えられる。

5. 結論

本研究では、破壊靱性値を律する一義的なパラメータ として過去に提案した R 値の物理的意味を考察し、R値は自由エネルギーと密接な関係を有するが、それ自体 の理論的背景が不十分であることを確認した。これを踏 まえ、原子の格子振動に関する系の自由エネルギーの表 示式を統計力学を応用して導出し、この結果から新しい パラメータ F_n を提案した。そして、破壊発生領域にお 576

ける F_n 値を用いて三点曲げ試験片による破壊靱性試験 結果を整理した結果,破壊発生領域における F_n 値は破 壊靱性値を律する一義的なパラメータとなりうる可能性 を有することを示した。

格子振動モデルは絶対零度から溶融温度までの広範囲 な温度域に適用可能であることを考慮すると *F_n* 値は脆 性破壊以外の破壊現象の評価,例えば脆性/延性遷移挙 動や伝播き裂停止性能の定量的評価に使用できる可能性 があり,今後の研究課題と考えている。

参考文献

- Betegón, C. and Hancock, J.W.: Two Parameter Characterization of Elastic-Plastic Crack-Tip Fields, Journal of Applied Mechanics, Tranactions of the ASME, Vol.58, (1991), pp.104-110
- Al-Ani,A.M. and Hancock,J.W.: J-Dominance of Short Cracks in Tension and Bending, Journal of Mechanics of Physics and Solids, Vol.39, No.1, (1991), pp.104-110
- O'dowd,N.P. and Shih,C.F. : Family of Crack-Tip Fields Characterized by a Triaxiality Parameter - I. Structure of Fields, Journal of Mechanics of Physics and Solids, Vol.39, No.8, (1991), pp.989-1015
- O'dowd,N.P. and Shih,C.F. : Family of Crack-Tip Fields Characterized by A Triaxiality Parameter - II. Fracture Applications, Journal of Mechanics of Physics and Solids, Vol.40, No.5, (1992), pp.939-963
- 5) Beremin, F.M. : A Local Criterion for Cleavage Fracture of a Nuclear Pressure Vessel Steel, Metallurgical Transactions A, Vol.14A, (1983), pp.2277-2287
- 6)田川哲哉,島貫広志,萩原行人,宮田隆司:動的 破壊靱性解析へのローカルアプローチの適用とその 問題点,日本造船学会論文集,Vol.185, (1999), pp.309-317
- 7) 南二三吉, Ruggieri,C., 大畑充, 豊田政男: ローカ ルアプローチの適用によるぜい性破壊発生限界に及 ぼす試験片形状・寸法の影響の評価, 材料, Vol.45, No.5, (1996), pp.544-551
- 8) Ruggieri, C., Minami, F., Toyoda, M., Hagiwara, Y. and Inoue, T.: Local Approach to

Notch Depth Dependence of CTOD Results, 日本造船学会論文集, Vol.171, (1992), pp.493-499

- 9) 田川哲哉,宮田隆司,大塚昭夫:確率論的局所破壊条件と破壊じん性,材料,Vol.41,(1992),pp.1227-1233
- Rice, J.R. and Johnson, M.A.: The Role of Large Crack Tip Geometry Changes in Plane Strain Fracture, Inelastic Behaviour of Solids (Eds. Kanninen, M.F. et al.), McGraw-Hill, 1970, pp.641-672
- Bennet, P.E. and Sinclair, G.M. : Parameter Representation of Low-Temperature Yield Behavior of Body-Centered Cubic Transition Metals, Journal of Basic Engineering, Transactions of the ASME, Vol.88, No.2, (1966), pp.518-524
- 12) 豊貞雅宏,後藤浩二:任意負荷速度下における破 壊靱性値推定法について,日本造船学会論文集, Vol.172, (1992), pp.663-674
- 13) 後藤浩二:動的荷重を受ける鋼板の脆性破壊強度評価法に関する研究,九州大学学位論文,1995
- 14) 豊貞雅宏,後藤浩二,中山伸:三点曲げ試験片の破 壊靱性値に及ぼすき裂深さの影響とばらつきに関す る一考察,日本造船学会論文集,Vol.188, (2000), pp.707-717
- 15) 横堀武夫: 材料強度学 第2版, 岩波全書, 1974
- 16) 豊貞雅宏,藤井英輔,野原和宏,川口嘉昭,有持和 茂,井坂和実:破壊靱性に及ぼすひずみ速度の影響, 日本造船学会論文集, Vol.161, (1987), pp.367-380
- 17) 豊貞雅宏,後藤浩二,相良健同:高速負荷時におけるき裂先端近傍の局部温度上昇ついて、日本造船学会論文集,Vol.170,(1991),pp.651-663
- 18) Toyosada, M. and Gotoh, K.: Preliminary Analysis of Brittle Fracture in the Lower Flange of Buildings Occurred at Hanshin Earthquake, Memoirs of the Faculty of Engineering Kyushu University, Vol.56, No.4, (1996), pp.273-292
- 19) 豊貞雅宏,後藤浩二:CTOD 設計曲線の衝撃問題 への拡張,日本造船学会論文集,Vol.182, (1997), pp.607-704

- 20) 例えば,長岡洋介:統計力学,岩波書店,1994 あるいは, Moore,W.J.: Physical Chemistry, Prentice-Hall, 1955
- 21) 後藤浩二,平澤宏章,豊貞雅宏:ひずみ速度,温度 を考慮した構造用鋼構成方程式の簡易推定法,日本 造船学会論文集,Vol.176,(1994),pp.501-507
- 22) British Standard Institution : BS5762 Method for Crack Opening Displacement Testing, 1979
- 23) 日本溶接協会:WES1108 き裂開口変位(CTOD) 試験方法, 1995
- 24) Shih,C.F. and Hutchinson,J.W. : Fully Plastic Solutions and Large Scale Yielding Estimates for Plane Stress Crack Problems, Journal of Engineering Materials and Technology, Transactions ASME, Vol.98, No.4, (1976), pp.289-295
- 25) 伊藤義康:切欠をもつ構造用鋼およびその溶接継手 の全面降伏状態における不安定脆性破壊に関する研 究,大阪大学学位論文,1979
- 26) 後藤浩二,平澤宏章,豊貞雅宏:破壊靱性値の負荷速度依存性簡易推定法,日本造船学会論文集, Vol.176, (1994), pp.491-500
- 27) Hutchinson, J.W. : Singular Behaviour at the End of a Tensile Crack in a Hardening Material, Journal of Mechanics of Physics and Solids, Vol.16, (1968), pp.13-31
- 28) Rice, J.R. and Rosengren, G.F. : Plane Strain Deformation Near a Crack Tip in a Power-Law Hardening Material, Journal of Mechanics of Physics and Solids, Vol.16, (1968), pp.1-12
- 29) 日本溶接協会:WES2805 溶接継手の脆性破壊
 発生および疲労き裂進展に対する欠陥の評価方法, 1997

Appendix 状態和について

対象とする結晶を含む系において、粒子数 (N),体積 (V)および温度 (T)が一定の平衡状態 (この系の集合は 正準集団と呼ばれる)にある場合を考える。この時、エ ネルギー準位 ϵ_j である量子状態を占める粒子数を n_j と すると、 n_j のエネルギー準位への分布は、(21)、(22) 式で与えられる Maxwell-Boltzman 分布をとることが 知られている²⁰⁾。なお、以下では表記の簡略化のため、 $\beta = 1/kT$ と記す。

$$n_j = (N/Z) \exp(-\beta \epsilon_j)$$
(21)

$$Z = \sum \exp(-\beta\epsilon_i) \tag{22}$$

(22) 式で定義される *Z* は状態和 (または分配関数) と呼 ばれる。(21) 式によれば、一つの粒子がエネルギー準位 ϵ_j に存在する確率 n_j/N が $\exp(-\beta\epsilon_j)$ (Boltzman 因 子) に比例し、その確率の規格化因子が *Z* である。

 $\beta \epsilon \beta + d\beta と 微少量変化させたときの <math>\ln Z$ の変化 を調べると,

$$d(\ln Z) = dZ/Z$$

= $-\sum_{i} \epsilon_{i} \exp(-\beta \epsilon_{i}) d\beta / \sum_{i} \exp(-\beta \epsilon_{i})$
= $-\langle E \rangle d\beta = (\langle E \rangle / kT^{2}) dT$ (23)

である。ここで、
 < E >は内部エネルギー (E) の平均

値である。

一方,熱力学における Helmholtz の自由エネルギー (F) と内部エネルギー,温度の関係式は,

$$E = -T^2 \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F}{T} \right) \right]_V \tag{24}$$

である。

(24) 式を (23) 式に代入して整理,積分すると Helmholtz の自由エネルギと状態和の関係式

$$F = -kT\ln Z \tag{25}$$

が導出される。

次に、Einstein モデルによる格子振動の状態和を導 く。振動数が ν のとき、量子力学によれば、その方向 の振動エネルギーはとびとびの値を取ることが知られ ている。今、一個の振動子のエネルギー準位は、 $h\nu/2$ 、 $3h\nu/2$ 、…というとびとびの値を取る。すなわち、n番 目の準位にある調和振動子のエネルギー準位 ϵ_n は

$$\epsilon_n = (n+1/2)h\nu$$
 $(n = 0, 1, 2, \cdots)$ (26)

と表現できる。ここで許される全てのエネルギーについて和を取れば、一個の振動子についての状態和 Z を求めることができる。すなわち、

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-\beta\epsilon_n)$$

= $\exp(h\nu/2kT)/(\exp(h\nu/kT) - 1)$ (27)

NII-Electronic Library Service