鋼材の脆性き裂伝播停止挙動に関する一考察

正員 町 田 進* 正員 的 場 正 明*
正員 吉 成 仁 志* 正員 刀 根 知佳子**

A Model for Brittle Crack Propagation and Arrest in Structural Steel

by Susumu Machida, *Member* Masaaki Matoba, *Member*
Hitoshi Yoshinari, *Member* Chikako Tone, *Member*

Summary

Crack arrestability of the material has been measured by a crack arrest toughness K_{ca} based on fracture mechanics concept. Recent experimental studies involving dynamic fracture mechanics analysis show that there is a discrepancy between crack arrest property associated with relatively short arrested crack and that with very long crack. This discrepancy may come from the fact that these analyses are essentially based on Griffith type energy criterion, which is nothing but a necessary condition. Thus, local stress criterion which might be a sufficient condition should be taken into account in order to clarify the crack arrest behavior.

In this paper, a simple model for brittle crack propagation and arrest in structural steel is proposed. The Hall's model is modified to account for plastic work done in the crack tip region, and HRR stress field is assumed to evaluate crack tip local stress. Based on the model proposed, brittle crack propagation and arrest behaviors simulating both conventional and wide plate type experiments are analyzed. The results show that local stress criterion rather than energy criterion controls the crack run-arrest process in structural steel.

1. 結 言

船舶などにおいて、脆性き裂伝播による致命的な破壊を防ぐ目的でのクラックアレスターの適用は、過去の経験的な判断に負うところが大きい。したがって破壊そのものについてその発生の要因だけでなくそれを食い止めるための条件を理論的、定量的に把握する必要が生じ、構造用鋼材に関する破壊の開始からき裂伝播及び停止に至る一連の過程についての研究が進められてきた。そしてわが国の造船界では、1960年代より、特に脆性き裂の伝播・停止挙動に関しては二重引張試験をはじめとする実験的研究が多数なされ、破壊力学の導入により、脆性き裂停止特性の定量化に成功した¹⁾²⁾。しかしながら、引き続き ESSO 試験などによる長大き裂の伝播停止実験の結果は、上記の成果に大き

な疑問を投げかけるものであった³⁾。比較的短距離進むき裂の解析に有効であった静的概念による取り扱いでは、長大き裂に対して整合性ある結果を与えなかったのである。このことにより、動的効果の考慮の必要性が認識され、近年、数値計算による動的解析が系統的に実施された⁴⁾⁵⁾⁶⁾。しかし、それでもなお長大き裂問題の解決には至らず、この方面の研究は、いわば、行き詰まりの状態となっていた。

このような背景から、本論文では、これまでの研究におけるアプローチの仕方をもう一度見直すことから始め、従来の動的解析の考え方のベースにあったエネルギー平衡論に対し、応力条件を導入することとした。エネルギー論と応力論の考え方を動的影響を考慮しつつ同時に取り扱うことはそう簡単なことではない。本研究では煩雑な動的弾塑性の数値解析はさけ、簡易なモデルとして Hall の考え方⁷⁾に注目し、これを発展させることを試みた。問題を、無限板中を一定速度で進行するき裂に限定し、ひずみ速度の影響を考えつつ塑性域での吸収エネルギーを算定すると同時にき裂先端近傍の応力場として HRR 特異場⁸⁾⁹⁾が成立するとして解析した。解析方法を単純化しているので実際の問題をそのままシミュレートすることはできないが、逆にき裂長さの相対的違いによる効果はかえって明白に浮かび

* 東京大学工学部

** 東京大学大学院

上がり、また、エネルギー条件と応力条件の比較検討も容易になる。

このようにして、本研究では、従来の温度勾配型実験ならびに広幅混成型実験のデータを考察することとした。

2. モデルの設定

本研究で取り扱うモデルは、Fig.1に示すように、無限板において、遠方で y 方向に一様応力 σ_0 が負荷され、長さ $2a$ のき裂が x 軸上を両方向に一定の速度 V で拡大するというものである。 σ_0 、温度 T は一定とし、平面ひずみ状態を仮定する。この設定の下で、まず最初に、き裂先端の塑性域の長さとその内部での相当応力を算定する。

2.1 塑性域の算定

き裂先端における塑性域の長さを算定する際の降伏条件として、Mises の降伏条件

$$\hat{\sigma} = \sigma_{yd} \quad (1)$$

ここで、 $\hat{\sigma}$: 相当応力、 σ_{yd} : 降伏応力
を考える。この条件を満たす位置より内側が塑性域であるとすれば、 x 軸上で(1)式を解くことで塑性域の長さが求められる。

Fig.1のような場合の応力-ひずみ場は、Westergaard の応力関数¹⁰⁾によって定められ、 x 軸上では

$$\sigma_x = \frac{\sigma_0 |x|}{\sqrt{x^2 - a^2}} - \sigma_0, \quad \sigma_y = \frac{\sigma_0 |x|}{\sqrt{x^2 - a^2}} \quad (2)$$

ただし、 $|x| > a$

となる。また、平面ひずみ状態では

$$\sigma_z = \nu(\sigma_x + \sigma_y) \quad (3)$$

であるので、これより相当応力

Fig.1 A crack propagating in an infinite plate

$$\hat{\sigma} =$$

$$\sqrt{\frac{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)}{2}} \quad (4)$$

を求めることができる。

一方、降伏応力 σ_{yd} については、温度とひずみ速度の影響を考慮に入れる。ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ は、 $da/dt = V$ に注意すれば

$$\dot{\epsilon} = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)V\sigma_0 a |x|}{E(x^2 - a^2)^{1.5}} \quad (5)$$

ここで、 ν : ポアソン比、 E : ヤング率

と表される。このひずみ速度と温度の効果の等価性に着目した strain rate-temperature parameter R

$$R = T \ln\left(\frac{A}{\dot{\epsilon}}\right) \quad (A: \text{定数}, T: \text{温度 (K)}) \quad (6)$$

を使うと、降伏応力と R の関係は、豊貞ら¹¹⁾によれば

$$\sigma_{yd} = B \exp\left(\frac{C}{R}\right) \quad (B, C: \text{定数}) \quad (7)$$

の形になる。定数 A については、藤井ら¹²⁾が鋼材に対して求めた値

$$A = 10^6 \quad (\text{sec}^{-1})$$

を使うことにし、定数 B, C は、鉄鋼協会データシート委員会による、 σ_{yd} の温度依存性を示す式¹³⁾

$$\sigma_{yd} = \sigma_{yd,R} \exp\left\{\beta\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293}\right)\right\} \quad (8)$$

ここで、 $\beta = 389.5 - 80.51 \ln(\sigma_{yd,R})$

$\sigma_{yd,R}$: 293 K での降伏応力

を(7)式の形に近似しなおすことで定めることとする。ただし、本研究では通常の構造用軟鋼 JIS-SM 41 B 鋼を念頭に置くことにし、文献 [14] の供試材を参考に、室温 (293 K) において

$$\sigma_{yd,R} = 36 \text{ kgf/mm}^2$$

$$\sigma_{B,R} = 46 \text{ kgf/mm}^2 \quad (\text{引張強さ})$$

とする。これより降伏応力は

$$\sigma_{yd} = 25.5 \exp\left(\frac{2395}{R}\right) \quad (\text{kgf/mm}^2) \quad (9)$$

となり、引張強さについても同様な近似を行えば

$$\sigma_B = 34.9 \exp\left(\frac{1927}{R}\right) \quad (\text{kgf/mm}^2) \quad (10)$$

となる。

き裂は左右対象に進展するので、これ以降は、 $x \geq 0$ すなわちき裂の右先端近傍のみを対象とすることにし、Mises の降伏条件(1)式を、収束計算により x について解けば、その解いた値 x に対して塑性域の長さ r_{px} は

$$r_{px} = x - a \quad (11)$$

とおくことができる。また、(1)式を満たす時の σ_{yd} の値をその条件における降伏応力とし、 R を介して引張強さも計算する。

2.2 塑性域内部応力の算定

次に、き裂先端近傍の弾塑性域における応力-ひずみの特

異性を, HRR 解から求めることにする。ところで, 次章以降のエネルギー計算及び応力論の導入に際して, 本研究では, き裂の先端近傍に微小な一軸の引張試験片が多数並んだ状況を想定するので, x 軸上の応力として, 相当応力を考える。相当応力は HRR 解を用いると

$$\hat{\sigma} = \sigma_{yd} \left[\frac{J}{\alpha \varepsilon_{yd} \sigma_{yd} I_n} \right]^{1/n+1} \left(\frac{1}{r} \right)^{1/n+1} \hat{\sigma}_e(\theta) \quad (12)$$

と表わされる。ここで, n, α は Ramberg-Osgood 型の応力-ひずみ関係式

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{yd}} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_{yd}} \right) + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_{yd}} \right)^n \quad (13)$$

における定数である。これを動的な場合にも成立させるために, Freund¹⁵⁾ による動的エネルギー解放率 G_d の近似式

$$G_d = \left(1 - \frac{V}{C_R} \right) G_s \quad (14)$$

ここで, C_R : Rayleigh 波速度

G_s : 静的エネルギー解放率

から

$$J_d = \left(1 - \frac{V}{C_R} \right) J \quad (15)$$

と書き表し, J_d を動的エネルギー解放率すなわち G_d , J を静的エネルギー解放率すなわち G_s と解釈して, この J_d を (12) 式の J 値に代入する。これにより動的な場合のき裂先端近傍の応力が評価できるという仮定は, 豊貞ら¹¹⁾ による高ひずみ速度下での HRR 特異性の有効性を確認した結果をみれば, さほど不合理ではないと思われる。相当応力 $\hat{\sigma}$ を整理して書きなおせば

$$\hat{\sigma}(r) = \sigma_{yd} \left(\frac{C J_d}{\varepsilon_{yd} \sigma_{yd} I_n r} \right)^{1/n+1} \hat{\sigma}_e(\theta=0) \quad (16)$$

ただし, r : き裂先端からの距離

$$J_d = \frac{1-\nu^2}{E} \sigma_0^2 \pi a \left(1 - \frac{V}{C_R} \right)$$

(本論文の対象材料では $C_R = 2980$ m/s)

$$C = \alpha^{-1}$$

$$I_n = 5.12 \frac{1}{n} - 3.33 \frac{1}{n^2} + 4.04$$

$$\hat{\sigma}_e(\theta=0) = -1.91 \frac{1}{n} + 0.89 \quad (n > 3)$$

3. 塑性仕事率の算定

本章では, 単位き裂進展量あたりの塑性域での吸収エネルギー (塑性仕事率) を Hall のモデルを修正して算定する。Hall のモデルとは, 高速き裂伝播における, き裂と垂直方向への塑性変形の広がりを概算する簡易なモデルである。その大きな特徴は, 塑性域の形成がき裂進展軸 (x 軸) 上の 1 点より起こるとしている点である。つまり, き裂が近づいてきたときの x 軸上のき裂近傍の点における <shear stress vs. time> の関係 (Fig.2 の点線) を実線のように, 負荷時はステップ関数的に, 除荷時は弾性的に簡略化しこれに応じて x 軸上の点より y 軸の正負の方向にそれぞれ

Fig. 2 Shear stress vs. time relation [7]

Fig. 3 Tensile stress vs. time relation

の応力値に対応した速度で伝播してく塑性波が, 時間 t' 後に伝播し始める弾性除荷波に追いつかれた時点で塑性域の形成が止まると考えるのである。

本研究では, x 軸上に試験片が多数並んだような状況を想定し, 塑性域の形成を単軸の応力波の伝播として扱う (Fig.3)。このとき, 塑性波の進展速度 V_P は

$$V_P = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}} \quad (17)$$

ここで, ρ : 密度

で与えられ, 弾性波の速度 V_E は

$$V_E = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (18)$$

である。 V_P を計算するためには公称応力-公称ひずみ曲線の傾きが必要になるので, まず, 公称応力-公称ひずみ関係を真応力-真ひずみ関係式から書き換える。Swift の式¹⁶⁾ を使えば真応力 $\bar{\sigma}$ と真ひずみの塑性成分 λ_P の関係式は

$$\bar{\sigma} = C(d + \lambda_P)^{1/n} \quad (19)$$

ただし, $\sigma_{yd} = Cd^{1/n}$

と表される。 n は加工硬化係数 N の逆数であり, N については豊貞ら¹⁷⁾ による加工硬化係数の実験式を基に

$$N = \begin{cases} -0.001185\sigma_{yd} + 0.7552\sigma_{yd}^{-0.5} \\ +0.1023(\sigma_{yd} < 120 \text{ kgf/mm}^2) \\ 0.3177\sigma_{yd}^{-0.5}(\sigma_{yd} \geq 120 \text{ kgf/mm}^2) \end{cases} \quad (20)$$

と置く。この逆数をとって n を定める。また, 単軸試験片のくびれ変形は荷重-変位曲線における最高荷重点の通過直後に生じることから

$$C \equiv \sigma_B n^{1/n} \exp\left(\frac{1}{n}\right) \quad (21)$$

となる。ここで, 体積一定の条件などを適用して(19)式を公称応力-ひずみ関係式に書き換えれば

$$\sigma = C \left(d + \ln \frac{1+\varepsilon}{1+\varepsilon_{yd}} \right)^{1/n} \frac{1+\varepsilon_{yd}}{1+\varepsilon} \quad (22)$$

となり, よって接線係数も求められ, V_P が決定する。

ところで, 塑性域の x 方向, y 方向の広がりはそれぞれ

$$r_{Px} = Vt'$$

$$r_{Py} = \frac{V_E V_P}{V_E - V_P} t' \quad (23)$$

なので, r_{Px} について(11)式で求めた値を使えば, r_{Py} も計算されることになる。

さて, 基本仮定として塑性仕事の増分を

$$dw_P = \bar{\sigma} d\lambda_P \quad (24)$$

と定義すると, ある塑性ひずみ λ_P における塑性仕事は

$$w_P = \int_0^{\lambda_P} \bar{\sigma} d\lambda_P \quad (25)$$

となる。また, この塑性ひずみ λ_P (または塑性仕事 w_P) の y 方向の到達距離は, HRR 解による内部応力で Fig.3 の応力パルスを補正すれば, (23)式を書き直して

$$r_{Py} = \frac{V_E V_P}{V_E - V_P} \frac{r_{Px}}{V} r_s \quad (26)$$

$$\text{ここで, } r_s = \left(\frac{\bar{\sigma}(r=r_{Px})}{\bar{\sigma}} \right)^{n+1}$$

ただし, $r_s(\lambda_P=0)=1, 0 \leq r_s \leq 1$

と表され, 結局, 単位き裂進展量あたりの塑性域での吸収エネルギー (塑性仕事率) W_P は

(a) Relation between plastic work rate and crack length

(c) Relation between plastic work rate and temperature

(b) Relation between plastic work rate and crack velocity

(d) Relation between plastic work rate and applied stress

Fig. 4

$$W_p = 2 \int w_p dr_{py} \quad (\text{係数 2 はき裂が上下面を有するため}) \quad (27)$$

となる。計算結果の例として、 W_p のき裂長依存性、き裂速度依存性、温度依存性、負荷応力依存性をそれぞれ Fig.4(a)～(d) に示す。

4. き裂先端応力の算定

4.1 Local Fracture Criterion

Local Fracture Criterion の基本的な考え方は、き裂端でのへき開破壊はき裂端から X_0 (Characteristic Distance) にわたる領域の応力が材料で決まる限界応力 σ_c を越えた場合に発生するというもので、 $r = X_0$ での y 方向引張応力 $\sigma_{yy} = \sigma_c$ という条件で与えられる。へき開破壊応力 σ_c は、丸棒引張試験の実験結果から、温度にさほど依存しないとされている¹⁸⁾。

本研究では、この Local Fracture Criterion の考え方を、脆性き裂の伝播停止条件に対する応力条件として導入する。その際、限界応力 σ_c と比べるべき応力としては、 σ_{yy} ではなく Mises の相当応力 $\hat{\sigma}$ を採用する。これは、本論文で採用したモデルにおいて、き裂先端近傍に一軸引張試験片を想定しているためであり、これにより降伏条件 $\hat{\sigma} = \sigma_{yd}$ と整合させる。なお、実際の破壊メカニズムを考えれば σ_{yy} を採用すべきであると思われるが、 $\hat{\sigma}$ とは相対的な大きさの違いがあるにせよ議論の本質には影響ないと考えられる。

4.2 き裂先端応力

き裂先端部の相当応力は HRR 解により計算されるが、ここでは、き裂先端からの距離 X_0 について考える。

Rice ら¹⁹⁾ は、き裂の鈍化を考慮して、すべり線場理論によりき裂先端付近の強変形領域 (Intensively Deformed Nonlinear Zone : IDNZ) の長さは CTOD (き裂先端開口

変位) δ の約 1.9 倍であることを示しており、Hutchinson²⁰⁾ によれば破壊はこの領域で生じるとされている。この仮定を採用することにして

$$r = X_0 = 1.9\delta \quad (28)$$

として応力条件に用いる相当応力 $\hat{\sigma}$ (き裂先端応力) を計算することにする。ここで δ については、伊藤²¹⁾ による、 n 乗硬化則に従う材料における J と δ の関係式

$$\frac{J}{\sigma_{yd}\epsilon_{yd}a} = M \left(\frac{\delta}{2\pi a \epsilon_{yd}} \right)^{(n+1)/n} \quad (29)$$

ただし M : n と a/W の関数、 W : 試験片幅を用いて J_d より算出する。なお、定数 M については豊貞ら¹¹⁾ による近似式

$$M = 0.96212n^{-2} + 1.1205n^{-1} + 5.6919 \quad (30)$$

を用いる。以上の諸式はいずれも静的な関係式であるが、本研究ではこれらが動的な場合にも近似的に成立するものと仮定する。

Fig.5(a), (b) に計算結果の例を示す。いずれの場合も、き裂先端応力は、き裂長さが大きくなるにつれ急激に減少し、ある長さ以上のき裂長ではほぼ一定となる傾向がある。Local Fracture Criterion の立場から言うと、このことは、き裂の伝播停止の様相がき裂長さによって大きく異なってくることを示唆している。

5. 考 察

5.1 エネルギー条件と応力条件

き裂が進展するための条件として、エネルギー条件と応力条件の二つを考える。エネルギー条件がき裂進展に対する必要条件であることは自明であるが、これに対する応力条件の位置づけについて以下で検討してみる。さて、エネルギー条件は、動的エネルギー解放率 J_d を供給側、塑性仕事率 W_p を需要側のエネルギーとすれば

$$J_d \geq W_p \quad (31)$$

(a) Effect of crack length on crack tip local stress

(b) Effect of crack length on crack tip local stress

Fig. 5

(a) The domain where crack can propagate

(b) The domain where crack can propagate

Fig. 6

となる。一方、応力条件のほうは、前章で求めたき裂先端
応力 $\hat{\sigma}$ について

$$\hat{\sigma} \geq \sigma_c \quad (32)$$

と表される。ここで σ_c はへき開破壊応力であり、構造用鋼材に対する具体的な値としては宮田¹⁸⁾の実験結果から $120 \sim 200 \text{ kgf/mm}^2$ 程度と考えられるが、Fig. 5 を見てわかるように $\sigma_c \geq 150 \text{ kgf/mm}^2$ ではき裂長さに対する影響はほぼ一定となる。よって σ_c の高めの値も含めて、ここでは

$$\sigma_c = 150 \text{ kgf/mm}^2$$

とおく。

Fig. 6(a), (b) には、初期応力、温度を変えて、応力条件とエネルギー条件のそれぞれを満たす領域を“き裂速度-き裂長さ線図”として示す。図中実線は応力条件もしくはエネルギー条件での速度の下限値と考えられ、どちらの条件においても最低速度が存在すると言える。この最低速度がき裂長さ依存することは非常に興味深い。また、図から明らかなように、エネルギー条件を満たしても応力条件は満たさないという領域が存在する。つまり、この場合には応力条件はき裂進展速度に対する十分条件として把握されるべきで、したがって従来のエネルギー論的な解析方法は根本的に見直さねばならないことになる。

5.2 温度勾配型実験の考察

従来の二重引張試験片による温度勾配型実験では、その実験結果を停止靱性と停止温度について整理すると、材料固有の相関性が見られる。しかし、標準サイズの試験片と広幅のものでは異なる相関関係を示すことがわかり、これについて今までに動的な効果を含めさまざまな解析が行われてきたが、まだ根本的な解決には至っていない。そこで、これら実験結果の不一致を、応力条件とエネルギー条件の2つのクライテリアから説明を試みる。

まず従来の実験条件を参考にして、温度の勾配を Fig. 7

Fig. 7 Temperature distribution assumed for type S and W

のように二種類考える。S型は標準サイズに、W型は広幅サイズに対応する。この温度勾配から、温度 T を x の関数として、応力条件及びエネルギー条件のき裂伝播可能領域をそれぞれ計算すると Fig. 8(a), (b) のようになる。いずれの場合も応力条件の方が厳しく、しかも W 型の方が S 型よりも応力条件とエネルギー条件の差が大きい。大まかに言えば、き裂長さの短い時はエネルギー論も応力論も大差ないが、長き裂ではエネルギー条件を満たすだけでは停止現象を説明できないことが予想されるのである。

ところで、鋼材のき裂進展速度 V は、過去の実験データ²²⁾²³⁾²⁴⁾によると、温度及び初期応力に依存し、その依存の傾向はほぼ同様である。そこで、 σ_{yd} , σ_B の値を参考にしながら従来の実験データをもとに Fig. 9 のようにき裂速度-温度関係を設定する。この速度の温度依存性を用いて、温度勾配型実験でのき裂の停止を Fig. 10 のように考える。すなわち、温度が上昇するにつれ与えられた速度-温度関係に従って減速していくき裂が、応力条件またはエネルギー条

(a) The domain where crack can propagate (temperature gradient type)

(b) The domain where crack can propagate (temperature gradient type)

Fig. 8

Fig. 9 Temperature dependence of crack velocity

Fig. 10 Conditions for crack arrest

(a) Variation of crack velocity (temperature gradient, type S)

(b) Variation of crack velocity (temperature gradient, type W)

Fig. 11

Fig. 12

件の境界線を速度の下限値としてその交点で停止すると考えるのである。

Fig. 11 は, S, W 両型に対するき裂の伝播停止過程を速度履歴の図として見たものである。ここで, 従来の静的概念によるき裂の停止靱性 K_{ca} の温度依存性を調べる。なお本モデルは無限板であるから, K_{ca} は次式のように書ける。

$$K_{ca} = \sigma_0 \sqrt{\pi a_A} \quad (33)$$

ここで, a_A : 停止時き裂長さ

a) 応力条件に従いき裂が停止すると考えた場合

今回の計算結果では常に応力条件が厳しく, 従ってき裂はまず応力条件を満たさなくなり ($\hat{\sigma} < \sigma_c$) 停止に至ることになる。

Fig. 12(a) に示すように, $K_{ca}-1/T$ (絶対温度の逆数) 関係は, S 型, W 型それぞれでほぼ従来と同様 Arrhenius 型の温度依存性を示している。しかし両者を比べると, W 型の方が靱性値が高めにでて, 異なる温度依存性を示している。このことは, 従来の実験データ³⁾ (Fig. 13) と比較すると, 長大き裂に対する靱性値が常に高めにでてくことと傾向的に一致している。すなわち, これらのデータ点は応力条件すなわち $\hat{\sigma} = \sigma_c (=150 \text{ kgf/mm}^2)$ として応力論的には統一されたものであるが, 従来の K_{ca} による整理方法では見かけ上差がでてくことを明確に表しており, 従って逆に脆性き裂の停止は応力条件を同時に考えることにより矛盾なく説明できる可能性を強く示していると考えられる。

b) エネルギー条件に従いき裂が停止すると考えた場合

従来のエネルギー論の立場で考えると, き裂は $J_d \leq W_p$ の時点で停止することになる。そのように考えた場合の結果を Fig. 12(b) に示す。

この場合は, K_{ca} と同時に動的停止靱性 K_d も図示する。ここで言う K_d とは, J_d より換算して

Fig. 13 Temperature dependence of K_{ca} comparing standard size and wide plate tests (experiments [3])

$$K_d = \sigma_0 \sqrt{\pi a_A} \sqrt{1 - \frac{V_A}{C_R}} \quad (34)$$

ここで, V_A : 停止時速度

としたものである。S 型と W 型とで別の相関を示しており, K_d 表示によってもその差は縮まらない。この結果は a) と同様の傾向を示しているのであるが, その解釈は大きく異なる。この場合の停止条件はエネルギー論であり, 図示される K_{ca} (あるいは K_d) もいわばエネルギーである。これに差がでているということは, そもそも基本的にエネルギー条件だけでは停止条件が決まらない (エネルギー論的に算定される靱性値は材料固有のものになりえない) ことを意味している。このことは, a) の応力条件が統一 ($\hat{\sigma} \geq \sigma_c (=150 \text{ kgf/mm}^2)$) されていたのと全く事情が異なる。

いずれにしても, 停止き裂長さの程度によって同じ材料でも K_{ca} 表示される停止靱性は変わることになり, K_{ca} つまりは必要条件としてのエネルギー論のみでき裂の停止を考えるのは不適当であると言わざるを得ない。

なお, 本節の冒頭でも少し述べたが, き裂の短い場合は応力論とエネルギー論との差は相対的に小さく, 従って従来標準サイズのものについて K_{ca} による整理が有効であ

Fig. 14 Specimen configuration of wide plate duplex double-tension/ESSO test [6]

(a) Simulated crack behavior in wide plate duplex type arrest test

(b) Simulated crack behavior in wide plate duplex type arrest test

Fig. 15

ったこともここでの議論とは矛盾しない。

5.3 広幅混成型実験の考察

文献 [6] に見られる広幅混成型実験 (Fig. 14 の試験片) は、靱性の高い材料 (テスト材) にスター材として靱性の低い (脆い) 材料を溶接し、き裂がスター材を進展してきた後テスト材が長大き裂を停止させる能力を持っているか否かを調べる GO or NO-GO 試験である。宮田ら¹⁸⁾によると、脆性き裂伝播開始に対応する破壊靱性 K_{Ic} と材料の破壊応力 σ_c 及び降伏応力 σ_{yd} との間には

$$K_{Ic} \propto \sigma_c \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_{yd}} \right)^{(n-1)/2} \quad (35)$$

という比例関係があることが示されており、それによると仮にスター材とテスト材の σ_{yd} が等しいならば、靱性

が高ければ σ_c も高いと考えるのが自然であろう。そこで本節の解析では、スター材の σ_c を 120 kgf/mm^2 、テスト材の σ_c を 150 kgf/mm^2 として

$$\sigma_c = 120 \text{ kgf/mm}^2 \quad (0 \leq x \leq 1200 \text{ mm})$$

$$\sigma_c = 150 \text{ kgf/mm}^2 \quad (x \geq 1200 \text{ mm})$$

という状況を想定し、これにより靱性の違いを表わすことにして、本研究のモデルにより広幅混成型実験を近似的にシミュレートする。 -40°C 、 -60°C 、 -80°C の各温度に対して Fig. 9 に定めた速度でき裂を走らせ、応力条件によって

$a = 1200 \text{ mm}$ で停止: NO-GO

$a > 1200 \text{ mm}$ まで走る: GO

とする。Fig. 15(a), (b) に例を示すが、それぞれの条件によりき裂は停止あるいは伝播を継続する。結果をまとめると Table 1 のようになる。なお、この解析方法によると温度平坦型実験でもき裂が途中で停止することがあり得るが、過去の一部の実験結果でも同じ状況が観察されたこと

Table 1 Results of simulation (duplex type)

σ_0 (kgf/mm ²)	T= -40C	-60C	-80C
10	—	GO	GO
20	NO-GO	GO	GO
30	NO-GO	GO	GO

{ — : Do not run into $x > 500 \text{ mm}$ }

Fig. 16 Temperature dependence of K_{ca} comparing standard size temperature gradient type and wide plate duplex type (simulations)

Fig. 17 Temperature dependence of K_{ca} comparing standard size temperature gradient type and wide plate duplex type (experiments [6])

がある²⁵⁾。

さて、従来の停止靱性の考え方に基づけば、テスト材をき裂がGOするという事は、テスト材に突入した時の応力拡大係数の方がテスト材の靱性 K_{ca} より大きいということであり、NO-GO という事はこの逆を意味するから、停止靱性 K_{ca} は Fig. 16 のように

$$\text{GO} : K_{ca} < \sigma_0 \sqrt{1200\pi} \quad (\text{下向き矢印})$$

$$\text{NO-GO} : K_{ca} > \sigma_0 \sqrt{1200\pi} \quad (\text{上向き矢印})$$

として示すことができる。図には温度勾配型実験でのS型の K_{ca} 値も同時に示す。Fig. 17 は過去の広幅混成型の実験結果⁶⁾ であるが、Fig. 16 はこの傾向をよく再現している。

以上の解析は、き裂の停止条件を結果的に応力条件でと

らえたことになっている。エネルギー条件を停止条件と考える場合は上のような説明は出来ず、スター材とテスト材の境界でき裂が停止することは有り得なくなる。すなわち、き裂の停止は、応力条件も同時に考えるべきであり、前節の結果ともあわせ、この考え方の妥当性が示されたとと言える。

6. 結 論

一様引張応力を受ける無限板においてき裂が両方向に拡大するモデルを考え、鋼材の降伏応力と引張強さに対してひずみ速度と温度の影響を考慮した上で、塑性域での吸収エネルギーをHallのモデルを修正して計算し、さらに、き裂先端の応力をHRR解の相当応力から算出した。この計算結果を基に、き裂が進展するための条件として従来のエネルギー論に加えて、Local Fracture Criterion の考え方から応力論を導入し、両者を比較しながら過去の実験結果を考察した。以下に主な結論を示す。

1. エネルギー条件は、き裂進展に対する必要条件ではあるが、十分条件でない場合が多い。
2. 動的エネルギー論と応力論をあわせた考え方を提案した。従来のき裂長さの違いによる実験結果の不一致は、本モデルによって統一的に説明された。
3. 脆性き裂進展速度に下限値があることは、実験的には認められてもその理由は不明であった。しかし、本モデルにより、下限値の存在が立証された。

今後、実際問題との対応を考えれば、本モデルを有効幅の問題へと拡張していくことがまず必要であると思われる。

本研究は文部省科学研究費(一般研究B:代表者町田進)によった。

参 考 文 献

- 1) 吉識雅夫他: 鋼材の脆性破壊伝播試験に関する一考察, 造船協会論文集, 第113号, (1963), p. 125.
- 2) 越賀房夫他: 鋼板における脆性亀裂の停止遷移現象, 造船協会論文集, 第114号, (1963).
- 3) 町田進, 青木満: クラックアレスターに関する基礎的研究(第7報), 日本造船学会論文集, 第131号, (1972), p. 367.
- 4) 金沢武他: 高速クラックの動的様相に関する研究(第3報), 日本造船学会論文集, 第144号, (1978), p. 334.
- 5) 町田進他: 高速ぜい性き裂の停止挙動, 材料, 第35巻, 第395号, (1986), p. 860.
- 6) S. Machida et al.: Some Recent Experimental Works in Japan on Fast Fracture and Crack Arrest, Eng. Fract. Mech., vol. 23, (1986), p. 251.
- 7) E. O. Hall: The Brittle Fracture of Metals, J. Mech. Phys. Solids, vol. 1, (1953), p. 227.
- 8) J. W. Hutchinson: Singular Behavior at the End of a Tensile Crack in a Hardening Material, J.

- Mech. Phys. Solids, vol. 16, (1968), p.13.
- 9) J.R. Rice and G.F. Rosengren: Plane Strain Deformation Near a Crack Tip in a Power Law Hardening Material, J. Mech. Phys. Solids, 16, (1968).
 - 10) Westergaard, H. M.: Trans. ASME, J. Appl. Mech., A 66, (1939).
 - 11) 豊貞雅宏他: 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, 第 161 号, (1987), p. 343.
 - 12) 藤井英輔他: 鋼材の動的破壊靱性特性における温度及び歪速度の影響の検討, 日本造船学会論文集, 第 158 号, (1985), p.619.
 - 13) 日本鉄鋼協会データシート分科会報告書
 - 14) 町田進他: 高速クラックの動的様相に関する研究 (第 6 報), 日本造船学会論文集, 第 156 号, (1984), p.550.
 - 15) L. B. Freund: J. Mech. Phys. Solids, vol. 20, (1972).
 - 16) 羽場睦夫: 脆性き裂停止問題に関する一考察, 東京大学修士論文, (1989).
 - 17) 豊貞雅宏他: 溶接継手の限界 CTOD とその板厚効果について, 日本造船学会論文集, 第 159 号, (1986), p.330.
 - 18) 宮田隆司他: Local Fracture Criterion による破壊じん性の推定, 材料, 第 37 巻, 第 419 号, (1988), p. 897.
 - 19) J.R. Rice and M.A. Johnson: The Role of Large Crack Tip Geometry Changes in Plane Strain Fracture to appear in Inelastic Behavior of Solids, Eds, M. F. Kanninen et al., McGrawHill, (1970).
 - 20) J. W. Hutchinson: Fundamentals of the Phenomenological Theory of Nonlinear Fracture Mechanics, Trans. ASME, J. Appl. Mech., vol. 50, (1983).
 - 21) 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).
 - 22) 池田一夫: 脆性破壊伝播に関する研究 (第 4 報), 造船協会論文集, 第 106 号, (1960), p. 201.
 - 23) 秋田好雄, 池田一夫: 脆性亀裂の伝播と停止に関する研究, 特に温度勾配つき ESSO 試験について, 造船協会論文集, 第 112 号, (1962), p.153.
 - 24) 吉識雅夫他: 脆性破壊伝播に関する研究 (第 3 報), 造船協会論文集, 第 114 号, (1963), p. 191.
 - 25) 町田進: 鋼材の脆性破壊伝播に関する研究, 東京大学修士論文, (1962).
-