結合力モデルを用いた脆性破壊の破壊靱性の導出*

田 辺 義 一

独立行政法人国立科学博物館

J. Japan Inst. Met. Mater. Vol. 78, No. 5 (2014), pp. 183-187
© 2014 The Japan Institute of Metals and Materials

Derivation of Fracture Toughness for Brittle Fracture Based on Cohesive Force Model

Yoshikazu Tanabe

National Museum of Nature and Science, Tsukuba 305-0005

The crack energy density causes a new expression of fracture toughness for brittle fracture, together with the concept of Barenblatt's cohesive forces. The Griffith's formula for fracture toughness is modified by the ratio of σ_T/Σ_T , which σ_T is the true fracture stress and Σ_T the maximum strength of the material obtainable by ordinary processing. The fracture toughness of elastic-plastic material, K_{Ic}^* for brittle fracture is described by the product of σ_T and the root of the observed absorption energy by Charpy impact test corrected for instrumental effect, $\sqrt{I_{cp}^{corrected}}$. The characteristic distance d_c depends linearly on the released elastic energy. [doi:10.2320/jinstmet.J2013065]

(Received October 1, 2013; Accepted January 31, 2014; Published May 1, 2014)

Keywords: fracture toughness, crack energy density, cohesive forces, true fracture stress, corrected Charpy impact value

1. 緒 言

脆性破壊の理論は Griffith による完全線形弾性体のエネルギー的取扱いを嚆矢とする。無限板中に二次元亀裂(クラック)が存在し、遠方で垂直に応力が加えられると、その亀裂面が単位面積だけ進展する際に解放されるエネルギーがある限界値(亀裂の新しい破面を作るために必要な仕事)を超えるとき破壊が瞬時に発生するとした。弾性力学の成果を用いて詳細に分布応力や分布歪を計算し、解放されるエネルギーを求めた¹⁾。その後修正された²⁾。なおその修正の生じた原因は分布応力や分布歪の計算に用いられた境界条件に問題があるためと報告されている³⁾。

エネルギー的議論から導出された Griffith の結果では破壊強度が実験値と大きく異なる場合があることも指摘されて、その後小規模降伏、J 積分、開口変位といった塑性変形を考慮した理論が提案され、実験値との差異を埋めるべく多くの研究がなされてきた⁴⁻⁶⁾。

完全弾性体の場合、線形弾性の範囲で応力や変位が正確に求められる。エネルギー的議論と応力分布の議論に現れる類似な形式から応力拡大係数 K_I が用いられる。応力には $K_I/\sqrt{r}$ の依存性が現れ、亀裂の先端($r=0$, r は亀裂先端から亀裂外側への距離)で応力は発散する。歪についても同様である。Barenblatt は亀裂先端内部における引力すなわち“結合力(cohesive forces)”の存在を指摘し、これにより亀裂先端部における応力の発散を回避できることを示した⁷⁾。同じモ

デルにより Goodier は亀裂先端部の変位が異常に大きくなる(外部応力により亀裂が楕円体に開いていくことによる)ことがある程度回避できることを示した⁸⁾。

本報告においては二次元完全線形弾性体および平面歪状態を前提に、Goodier の表式に基づいて議論する。なお“結合力”という言葉は原子や分子の結合が切れるという意味が含意されていると思われるが、本報告では必ずしも結合の切断を意味せず、もう少し大きな領域での破断(ナノスケールの欠陥や転位による)も考慮に入れている。しかし言葉としては“結合力”を用いる。

また渡辺らにより提唱された亀裂エネルギー密度(CED, crack energy density)を用いると見通しがよくなる。亀裂エネルギー密度 ε は歪エネルギー面密度としての性質を持つもので、「変形前に考えた亀裂線を含む任意の面において、面をはさむ外側の部分に変形に際して亀裂先端の1点になす単位面積当たりの仕事」と定義されている⁹⁻¹¹⁾。

このように定義された亀裂エネルギー密度は、荷重-変位曲線により実験的に求められる。亀裂材に単調負荷 P を加えたとき、亀裂長さを a 、変位を u として、全歪エネルギーを $U(a, u) = \int P du$ とすると、

$$\varepsilon = -\frac{\partial U}{\partial a} \quad (1)$$

で与えられる。 $\varepsilon(a)$ を用いた議論は塑性変形の程度に依らず一般的に成り立つ。

亀裂先端で塑性降伏があるときは、亀裂エネルギー密度 ε は、保存されている弾性亀裂エネルギー密度を ε^e 、吸収された塑性亀裂エネルギー密度を ε^p として⁹⁻¹¹⁾、

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^p \quad (2)$$

* Mater. Trans. 54(2013) 314-318 に掲載

である．負荷 P を解放すると弾性亀裂エネルギー密度 ε^e は解放される．

特に線形弾性体の場合は

$$\varepsilon = \varepsilon^e = \frac{1-\nu^2}{E} K_I^2 = G \quad (3)$$

である． K_I は応力拡大係数， ν はポアソン比， E はヤング率， G はエネルギー解放率である．ここでは変形様式としてモード I (開口形) のみを考える．線形弾性体の場合は，亀裂エネルギー密度はエネルギー解放率とその値が等しくなる．非線形弾性体の場合も含めて，一般に弾性体の場合は，亀裂先端の局所的状態を表す量である ε は，亀裂が進展するときのエネルギー解放率とその値が等しくなる．

塑性降伏が存在する場合でも，エネルギー解放率 G' として亀裂が単位面積当たり進展する際に解放されるエネルギーであると定義することは可能であり， $G' = \varepsilon^e$ と考えられる¹⁰⁾．

2. 完全弾性体の脆性破壊モデル

二次元亀裂に外部応力 $T_0(x)$ が y 方向の無限遠に加えられた (x 軸は亀裂の方向) とき，亀裂の表面は自由であり， $-T_0(x)$ の応力が加えられたと見なせる．結合力が亀裂の両端 d の幅で働くとして，その分布を $g(x)$ で与える．(Fig. 1 に示す．) このモデルでは亀裂先端の応力の発散問題は Barenblatt の条件 ($K_I + K_0 = 0$) により回避される．ここで K_I は外力 $T_0(x)$ による応力拡大係数， K_0 は結合力による応力拡大係数を表す．

Goodier によると，このモデル (Fig. 1 に示す．) の y 方向の応力 σ_y および y 方向の変位 v は，

$$\sigma_y = \frac{K_I + K_0}{\sqrt{2\pi s_1}} + g(0) + O\left(s_1^{-\frac{1}{2}}\right) \quad (4)$$

$$v = \pm 4 \frac{1-\nu^2}{E} (K_I + K_0) \sqrt{\frac{s_2}{2\pi}} + O\left(s_2^{\frac{3}{2}}\right) \quad (5)$$

Fig. 1 Distribution of forces (applied loads $T_0(x)$ and cohesive forces $g(x)$).

で与えられる⁸⁾．ここでは $\pm$ は亀裂表面の y 軸の上および下方向の変位を表す．応力拡大係数 K_I および K_0 は

$$K_I = 2 \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_0^a \frac{T_0(t)}{\sqrt{a^2 - t^2}} dt \quad (6)$$

$$K_0 = - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^d \frac{g(\xi)}{\sqrt{\xi}} d\xi \quad (7)$$

である．ここで t を x 軸上の座標として， $x = a - t$ ， $s_1 = x - a$ ， $s_2 = a - x$ である．また d は亀裂先端で結合力の働く距離である．式 (4) で Barenblatt の条件 $K_I + K_0 = 0$ が満たされると， $s_1^{-1/2}$ の項が消え， $s_1 \rightarrow 0$ で発散は生じず， σ_y は有限にとどまる．同様に式 (5) から変位は $s_2^{3/2}$ の依存性から始まる．これにより亀裂先端の形状は Fig. 2 に示したように，亀裂先端は楕円形ではなく尖頭 (cusp) をもった形状になる．

亀裂の先端に結合力の分布 $g(x)$ が存在するとき，一方の亀裂先端における亀裂エネルギー密度 (CED) ε は亀裂の先端近くへ外からなされた仕事 W と $\varepsilon = dW/da$ の関係がある．

Goodier の結果を用いると，

$$\varepsilon = \frac{dW}{da} = \frac{2}{\pi} \left(\frac{1-\nu^2}{E} \right) \left[\int_0^d \frac{g(\xi)}{\sqrt{\xi}} d\xi \right]^2 \quad (8)$$

で与えられる．ここで d は結合力の影響する領域の大きさである．

式 (7) と (8) から

$$\varepsilon = \frac{1-\nu^2}{E} K_0^2 \quad (9)$$

となる．Barenblatt は結合力のする仕事が新しい表面の生成エネルギー 2γ に等しいとき完全弾性体中の亀裂は進展すると思った．エネルギー解放率 $G_c (= 2\gamma)$ を用いると

$$\varepsilon_c = \frac{1-\nu^2}{E} K_{0c}^2 = G_c \quad (10)$$

と表される． ε_c および K_{0c} は ε および K_0 の限界値を示す．

外力の分布 $T_0(x)$ があり，結合力を考慮しないときは，長さ $2a$ の亀裂が微量 δa だけ進展したとして，外からなされる仕事は

Fig. 2 Vertical displacement of the crack faces under the condition of finite stress at the edge of crack (crack tip).

$$\varepsilon = \frac{1}{\delta a} 2 \int_0^{\delta a} \frac{1}{2} \sigma_y v dx = \frac{1-\nu^2}{E} K_I^2 \quad (11)$$

となる．これは Griffith をはじめ多くの研究者により報告されている⁴⁻⁶⁾．Griffith によると限界値 ε_c は破壊靱性(値) K_{Ic} および表面エネルギー $2\gamma_s$ を用いて

$$\varepsilon_c = \frac{1-\nu^2}{E} K_{Ic}^2 = 2\gamma_s \quad (12)$$

である．

結合力が存在する場合，Barenblatt および Goodier は $K_I + K_0 = 0$ の条件を課せば応力の亀裂先端での異常性(発散)は回避できると考えた．ここでもこの条件 $K_I + K_0 = 0$ を前提にすると，式(10)および(12)は同じ表面エネルギーを与えることになる．($2\gamma = 2\gamma_s$) これは亀裂先端の微小領域(d の大きさの領域)と試料全体の構造は同じであり均一であることを意味している．(完全弾性体の場合試料の均一性は $K_I + K_0 = 0$ の成り立つ前提であるとも言える．) 2γ や $2\gamma_s$ の代わりに G_c を用いると，

$$K_{Ic} = |K_{0c}| = \sqrt{\frac{EG_c}{1-\nu^2}} \quad (13)$$

である．Goodier は 2γ として原子や分子の切断を意識して $E/10$ 程度の大きさを想定している．後述するように，本報告では原子や分子の切断を前提としない． $G_c (= 2\gamma = 2\gamma_s)$ の値は材料の状態により決まる．結合の切断の場合もあるし，極微小なボイドや亀裂，不純物といった欠陥の存在による場合もある．転位による場合もある．ここではこの微細な破壊機構には立ち入らないで， G_c という値をもつ完全弾性体を対象にしていると考ええる．

次に議論を進めるには， $T_0(x)$ や $g(x)$ といった分布の情報が必要である．ここでは最も単純な場合を考える．外力の分布は一定で $T_0(x) = \sigma$ (σ は外部からの引張り応力) とする． $g(x)$ の分布は知られていないが，破断するときには $g(x)$ は $g_c(x)$ と表される分布であり，さらに完全弾性体の破断応力 σ_T を用いて $g_c(x) = \sigma_T$ と表され则认为．結合力は破断応力を超えることはできないので，破断時の結合力は σ_T で近似できると考えることは 0 次近似として妥当と考えられる．より高次の近似もあり得るが，それは本報告の範囲を超える．

$T_0(t) = \sigma$ (σ : 外部の引張り応力) および式(6)から $K_I = \sigma\sqrt{\pi a}$ であり，よく知られた応力拡大係数の表現である．これから亀裂の存在するときの Griffith の脆性破壊応力を σ_{BF} と表すと(σ が σ_{BF} を超えると亀裂は連続的に成長し，脆性破壊を示すことになる．)

$$K_{Ic} = \sigma_{BF}\sqrt{\pi a} \quad (14)$$

また式(7)と $g_c(\xi) = \sigma_T$ から

$$|K_{0c}| = \sigma_T\sqrt{\pi d_c}, \quad d_c = \frac{8}{\pi^2} d \quad (15)$$

ここで d_c は結合力領域の特性距離である． d_c を用いることにより式(14)と(15)は同じ形になる．式(14)と(15)および $K_I + K_0 = 0$ の条件から

$$\sigma_{BF} = \sigma_T \sqrt{\frac{d_c}{a}} \quad (d_c < a) \quad (16)$$

となる．特性距離 d_c が知られていれば， σ_{BF} は亀裂の長さ a

と引張り強度 σ_T から求められることになる．条件($d_c < a$)から σ_{BF} が σ_T より格段に小さくなることが分かる．

鉄鋼等の金属では，その材料の完全単結晶状態で示す理想引張り強度は $E/10$ 程度であると知られている．しかしウィスカー状態といった極めて注意深く作製された単結晶以外の通常の材料では，これより 1~数桁小さい値しか得られない．これは通常の材料を得る加工法を用いる過程で材料の組織構造の制御が限られるからである．

金属を念頭におくが，抽象化された完全弾性体で同様の事情があると想定する．通常の加工法(鍛造，プレス，圧延，熱処理等)により最高の引張り強度 Σ_T を示す状態が達成されている状態については

$$|K_{0c}^{\text{high}}| = \Sigma_T \sqrt{\pi d_c} = \sqrt{\frac{EG_c^{\text{high}}}{1-\nu^2}} \quad (17)$$

これに対して通常の(あまり加工変形を受けていない)材料については

$$|K_{0c}^{\text{low}}| = \sigma_T \sqrt{\pi d_c} = \sqrt{\frac{EG_c^{\text{low}}}{1-\nu^2}} \quad (18)$$

と表される． d_c は材料特有の量と考える． G_c^{low} は当該の完全弾性体がそれほど加工変形を受けない状態で破断するときのエネルギー解放率であり， G_c^{high} は可能な限り加工変形を受けたときの当該完全弾性体のエネルギー解放率である． $G_c^{\text{low}} < G_c^{\text{high}}$ である．式(17)を参照状態と考えると，通常の材料について

$$K_{Ic}^{\text{low}} = |K_{0c}^{\text{low}}| = \frac{\sigma_T}{\Sigma_T} \sqrt{\frac{EG_c^{\text{high}}}{1-\nu^2}} \quad (19)$$

となる．式(14)と(19)から長さ $2a$ の亀裂をもつ材料の脆性破壊応力 σ_{BF} は

$$\sigma_{BF} = \frac{\sigma_T}{\Sigma_T} \sqrt{\frac{EG_c^{\text{high}}}{\pi(1-\nu^2)a}} \quad (20)$$

この式(20)は Griffith の式と σ_T/Σ_T の因子が異なっている．この因子は加工の度合あるいは材料の組織構造の制御の度合の差を示している．また完全弾性体における破断直前に蓄えられるエネルギーの差を表している．なおガラス状態では加工による組織構造にそれほど差はなく， $\sigma_T = \Sigma_T$ である．これがガラスにおいて定量的に Griffith の式が成立する理由である．

3. 弾塑性体の破壊靱性評価式の導出

弾塑性体の亀裂エネルギー密度 CED は，モード I の変形に対して

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^p = \frac{1-\nu^2}{E} K_I^2 + \varepsilon^p \quad (21)$$

で与えられる． ε^e は CED の弾性エネルギー部分， ε^p はその塑性エネルギー部分である．エネルギー解放率を G とすると，式(3)で与えられる．ここでは ε^e の非線形部分は小さいとして無視する．

式(21)の ε が限界値 ε_c を超えると破壊(破断)が生じるとして，完全弾性体と同様に

$$\varepsilon_c = \left(\frac{1-\nu^2}{E} \right) K_{Ic}^{*2} \quad (22)$$

と書くことができる． K_{lc}^* は拡張された破壊靱性であり，塑性変形の効果を含んでいる．完全弾性体のときは K_{lc}^* は K_{lc} に等しい．式(21)と(22)から

$$K_{lc}^* = \frac{\sigma_T}{\Sigma_T} \sqrt{\left(\frac{E}{1-\nu^2}\right) \left[G_c^{\text{high}} + \left(\frac{\Sigma_T}{\sigma_T}\right)^2 2\gamma_p \right]} \quad (23)$$

が得られる． $\varepsilon_e^p = 2\gamma_p$ と表した．ここで G_c^{high} は塑性変形後蓄えられる弾性エネルギーであり，またエネルギー解放率を意味する．このことは弾塑性体の破断は塑性変形後生じた完全弾性状態で生じることを示す．金属等の材料は塑性変形を受けると材料中の運動可能部分が動き，材料組織の再配置が生じるが，その運動可能部分がなくなると弾性状態になり，その後破断することになる．したがって破断は完全弾性状態の部分で起きると考えてよい．

式(23)は弾塑性体一般に成り立つ式である．

式(21)から， $\varepsilon_e^e \gg \varepsilon_e^p$ のときは脆性破壊となり

$$K_{lc}^* \cong \frac{\sigma_T}{\Sigma_T} \sqrt{\left(\frac{E}{1-\nu^2}\right) G_c^{\text{high}}} \quad (24)$$

である．これは式(19)に相当する．また $\varepsilon_e^e \ll \varepsilon_e^p$ のときは延性破壊となるが

$$K_{lc}^* \cong \sqrt{\left(\frac{E}{1-\nu^2}\right) 2\gamma_p} \quad (25)$$

である．この式はGriffith^{1,2)}-Irwin¹²⁾-Orowan¹³⁾の式としてよく知られたものである．その成立根拠が明かとなった．

4. 実験的に求められる量を用いた破壊靱性の表現

破壊あるいは破断の際材料に吸収されるエネルギーを実験的に求めることは困難をとまなう．現在知られている実験方法で破断の際の吸収エネルギーを含んでいるのは衝撃試験である．実験的に求められるシャルピー衝撃値 I_{cp}^{obs} は破壊による吸収エネルギー $G_c^{\text{high}} + 2\gamma_p$ (ここでは塑性変形の後完全弾性状態になり，その部分で破断すると考えている．)に加えて，衝撃試験装置の弾性エネルギーおよび破断後飛散する試料の運動エネルギー等を含んだものである．したがって $G_c^{\text{high}} + 2\gamma_p = \alpha I_{cp}^{\text{obs}} = I_{cp}^{\text{corrected}}$ と表すことができる．ここで α は補正パラメーターであり， $0 < \alpha < 1$ である．Kobayashiら^{14,15)}は α を実験的に求める方法として計装化シャルピー試験法を議論している．鉄鋼については α は0.5~0.8であり¹⁴⁾，セラミックスでは0.4~0.6と報告されている¹⁵⁾．

一般的には，シャルピー衝撃値は動的破壊の機構を反映している．したがって本報告で議論している静的破壊靱性は動的破壊靱性とは異なると考えられる．一方低速度(低ブロー)衝撃試験では，動的破壊靱性と静的破壊靱性はほぼ同一の値を与えることが知られている．高速度衝撃試験の場合を除けば，計装化シャルピー衝撃試験から吸収エネルギーを推定することは可能である¹⁶⁾．

式(23)に現れる G_c^{high} は塑性変形後の構造変化による弾性エネルギーを含んでいる．シャルピー衝撃試験により得られる $I_{cp}^{\text{corrected}}$ は G_c^{high} と塑性変形のための仕事 $2\gamma_p$ の和で表される．これから脆性破壊のとき($G_c^{\text{low}} \gg 2\gamma_p$)は

$$K_{lc}^* \cong \frac{\sigma_T}{\Sigma_T} \sqrt{\left(\frac{E}{1-\nu^2}\right) I_{cp}^{\text{corrected}}} \quad (26)$$

延性破壊のとき($G_c^{\text{low}} \ll 2\gamma_p$)は

$$K_{lc}^* \cong \sqrt{\left(\frac{E}{1-\nu^2}\right) I_{cp}^{\text{corrected}}} \quad (27)$$

で近似できる．式(26)および(27)の右辺はすべて実験的に観測可能な量で表されている．

式(26)は亀裂エネルギー密度CEDの概念と，弾塑性材料の破断は塑性変形後現れる完全弾性状態で生じるという仮定の下で導かれた．式(26)は塑性変形の程度には依存しないので全面降伏の状態の試料についても適用可能である．(ただし $G_c^{\text{low}} \gg 2\gamma_p$ の条件下において．) すなわち脆性破壊のときの破壊靱性は，測定可能な，補正されたシャルピー衝撃値 $I_{cp}^{\text{corrected}}$ と真破断応力 σ_T より推定可能である．(ヤング率 E とポアソン比 ν も必要．)

5. 報告された実験値との比較

弾塑性挙動を示す金属材料，特に不安定破壊(脆性破壊)が問題となる鋼材について，Odaらは詳細な実験を行っている¹⁷⁻¹⁹⁾．式(17)と(18)から

$$d_c = \frac{1}{\pi} \left(\frac{K_{lc}^{\text{low}}}{\sigma_T} \right)^2 = \frac{E}{\pi(1-\nu^2)} \frac{1}{\Sigma_T^2} G_c^{\text{high}} \quad (28)$$

が得られる．脆性破壊の場合Barenblattの特性距離 d_c は K_{lc}^{low} と σ_T から求められ，さらに G_c^{high} に比例することになる．Odaらのデータに基づき，各パラメーターの大きさを評価してみる． G_c^{high} は $I_{cp}^{\text{corrected}}$ で近似するべきであるが， α が不明のため I_{cp}^{obs} を用いる．前述したように鉄鋼材料の α の大きさから考えて，その効果は比較的小さい． K_{lc}^{low} として測定値 K_{lc}^* を用いる．Fig. 3に示すように， d_c は I_{cp}^{obs} に比例することが分かる．その傾きから Σ_T は約2 GPaとなる．これは鋼の場合ピアノ線等で知られた値であり，合理的な大きさと考えられる．

なお式(28)の d_c と G_c^{high} の比例関係は以下のように説明される．塑性変形後の弾性状態にある d_c の領域には，単位体積あたり $\Sigma_T^2/2E$ のエネルギーが蓄えられている．これが d_c の長さによって集積し，単位面積当たり $G_c^{\text{high}} \approx (\Sigma_T^2/2E)d_c$

Fig. 3 The relationship between the Barenblatt's characteristic distance d_c and observed Charpy impact value I_{cp}^{obs} , in which data used are by Oda *et al.*^{17,18)}

のエネルギーが蓄えられていることになる。これが破断によるエネルギー解放率を与える。

ここで実験から Σ_T が約 2 GPa と評価されることは、鋼における破断直前の状態(真破断応力 Σ_T で与えられる状態)は、ピアノ線等で実現される状態になっていることを示唆している。200~300 nm 程度の領域まで組織が制御された状態であることを示す。

また Oda らは、脆性破壊を示す鋼材について、実験値の詳細な解析から、破壊靱性(値)に関して以下の推定式が成り立つことを報告している^{17,18)}。

$$K_{Ic}^* = k \sigma_T \sqrt{\frac{I_{cp}^{obs}}{E}} \quad (29)$$

ここで、 K_{Ic}^* は塑性変形を示す弾塑性材料の破壊靱性、 k は定数、 σ_T は真破断応力(引張試験において破壊時の荷重をその時の断面積で除した値)、 I_{cp}^{obs} はシャルピー衝撃値(2 mmV ノッチシャルピー衝撃値)、 E はヤング率である。この推定式(29)は、①線形破壊力学で材料の破壊抵抗とされる破壊靱性 K_{Ic}^* は、真破断応力 σ_T とシャルピー衝撃値 I_{cp}^{obs} (2 mmV ノッチシャルピー衝撃値)の平方根との相乗積に比例する、②この式は亀裂先端において、小規模降伏から、大規模降伏、さらには全面降伏に至るまでの材料や状態の広い範囲にわたって成立する、等々の重要なことを示している。

この推定式は第 4 節で議論した式(26)と同じ形式であるから、妥当なものであるといえる。また推定式の定数 k は

$$k = \frac{E}{\sqrt{1-\nu^2}} \frac{\sqrt{\alpha}}{\Sigma_T} \quad (30)$$

である。Oda らの測定によれば、鋼の場合、 $E=200$ (GPa)、 $\nu=0.3$ 、 $\Sigma_T=2$ (GPa)、そして $\alpha=0.8$ とすると、 k は約 94 となり^{17,18)}、彼らの結果をよく再現する。Oda らは $I_{cp}^{corrected}$ を用いていないが、 α が 0.8 程度であり、鋼材の場合その補正効果は小さい。

6. 結 語

亀裂エネルギー密度(CED) ε の概念は、弾性状態から塑性状態の程度に依存せず使用可能である。この限界値 ε_c を用いて弾塑性体の破壊靱性 K_{Ic}^* は、平面歪状態において $\varepsilon_c = ((1-\nu^2)/E) K_{Ic}^{*2}$ として定義される。

完全弾性体の脆性破壊の場合、亀裂先端部の応力発散を回避できる結合力を考え、Barenblatt の特性距離 d_c の概念を導入すると、破壊靱性に対して式(19)が、脆性破壊応力に対して式(20)が得られる。これは Griffith の式を σ_T/Σ_T で補正した形になっている。

弾塑性体に対して、破壊靱性は式(23)で与えられる。この式は塑性変形の程度に依存せず適用可能である。

弾塑性体の脆性破壊に対して式(24)が成り立つ。エネルギー解放率 G_c^{high} を補正されたシャルピー衝撃値 $I_{cp}^{corrected}$ か

ら求めるとすると、式(26)が成り立つ。この推定式は完全弾性体、小規模降伏、大規模降伏、全面降伏といった塑性変形の程度に依存しない。

これらの議論の前提として、塑性変形が十分進むと完全弾性状態が出現すると考えている。この状態で蓄えられる弾性エネルギー G_c^{high} は塑性変形前の弾性エネルギーと異なる。この G_c^{high} は計装化シャルピー衝撃試験の低速度(低ブロー)域での測定により測定可能である。したがって式(26)の右辺は、測定可能な物理量で表されており、 K_{Ic}^* の推定式として利用可能である。Oda らにより示唆された推定式(29)も式(26)と本質的に同じものである。

本研究の遂行に当たり、研究内容について種々議論して頂き、貴重なご指導ご助言を頂いた中村誠氏(元三菱重工業株式会社長崎研究所技師長)には深甚の謝意を表します。また(故)福田征孜氏(元三菱重工業株式会社取締役長崎造船所長)には貴重な資料の提供等お世話になりました。特に記して感謝申し上げます。

文 献

- 1) A. A. Griffith: Phil. Trans. Roy. Soc. **221** (1920) 163-198.
- 2) A. A. Griffith: Proc. 1st Intern. Congr. Appl. Mech., (Delft, 1924) pp. 55-63.
- 3) G. C. Sih and H. Liebowitz: *Fracture, An Advance Treatise*, vol. II (Mathematical Fundamentals), chap. 2, ed. by H. Liebowitz, (Academic Press, 1968).
- 4) T. L. Anderson: *Fracture Mechanics -Fundamental and Applications-*, (CRC Press, Taylor & Francis, 2005).
- 5) H. Okamura: *Introduction to Linear Fracture Mechanics*, (Baifukan Co., Ltd., 2006). (in Japanese)
- 6) M. Shiratori, T. Miyoshi and H. Matsushita: *Computational Fracture Mechanics*, (Jikkyo Shuppan Co., Ltd., 1999). (in Japanese)
- 7) G. I. Barenblatt: Adv. Appl. Mech. **7** (1962) 55-129.
- 8) J. N. Goodier: *Fracture, An Advance Treatise*, vol. II (Mathematical Fundamentals), chap. 1, ed. by H. Liebowitz, (Academic Press, 1968).
- 9) K. Watanabe: Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. **51** (1985) 873-882. (in Japanese)
- 10) K. Watanabe: Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. **47** (1981) 406-415. (in Japanese)
- 11) K. Watanabe: Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. **48** (1982) 1226-1236. (in Japanese)
- 12) G. Irwin: *Fracturing of Metals*, (American Society for Metals, 1948) pp. 147-166.
- 13) E. Orowan: *Fatigue and Fracture of Metals*, ed. by W. M. Murray, (Wiley, 1950) pp. 139-167.
- 14) T. Kobayashi and I. Yamamoto: Bull. Japan Inst. Metals **32** (1993) 151-159. (in Japanese)
- 15) T. Kobayashi, M. Niinomi, Y. Koide and K. Matsunuma: Trans. JIM **27** (1986) 775-783.
- 16) M. Asano, T. Kobayashi, M. Nawa and K. Niihara: J. Japan Inst. Metals **60** (1996) 1222-1228. (in Japanese)
- 17) T. Oda, M. Nakamura and H. Kawakami: J. Japan Inst. Metals **39** (1975) 725-735. (in Japanese)
- 18) T. Oda, M. Nakamura and H. Kawakami: Mitsubishi Heavy Industries Technical Review **12** No. 1 (1975-1) 100-107. (in Japanese)
- 19) M. Nakamura and Y. Tanabe: Bull. Natl. Mus. Nat. Sci. E **31** (2008) 15-24. (in Japanese)