

## 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

後藤, 浩二  
九州大学工学研究科造船学専攻

<https://doi.org/10.11501/3081197>

---

出版情報：九州大学, 1994, 博士（工学）, 課程博士  
バージョン：  
権利関係：

## 第5章

### き裂先端近傍の降伏点分布について

#### 5.1 緒言

き裂材の破壊はき裂先端から順次生じるものではなく、き裂先端近傍のある特定領域内 (end region <sup>1)</sup>あるいはプロセスゾーン <sup>2)</sup>と呼ばれている) で生じる。また Rice、Johnson <sup>3)</sup>らはき裂の鈍化により、ひずみ特異性が消滅する領域の長さ  $l$  (き裂線上) はすべり線場理論より、

$$l = 1.9\delta \quad (\text{ただし、}\delta: \text{CTOD}) \quad (5.1)$$

であることを示した。これらの領域はほぼ同じ領域を示しており、同義語と解釈される。

従って破壊を論じる場合には、この破壊が発生すると考えられる上記特定領域内のひずみあるいは応力分布に着目する必要がある。ところで動的問題においては、ひずみ速度が速くなる効果と、塑性仕事による局部温度上昇効果の両者により、き裂先端近傍の初期降伏点は変化する。静的問題においては破壊靱性値は温度の関数となっているが、見方を変えれば破壊靱性値は降伏点の関数である。また降伏点は動的条件下では Strain rate-temperature parameter ( $R$ ) の関数であるから、動的問題でも破壊靱性値は  $R$  値を介して降伏点の関数として表されることが期待される。そして一般的には上記特定領域で降伏点は変化するものと考えられるので、破壊発生箇所をこの領域内のどこに特定して降伏点を決定すればよいか、あるいはこの領域内の降伏点の平均値をとれば破壊靱性値が定量的に評価し得るか等の検討が、動的問題を解明する上で必要になってくる。そこで、上記の問題解明の第一歩として、第4章の動的熱弾塑性有限要素法による計算結果を調査することにした。



## 5.2 有限要素解析結果についての検討

Fig.5-1にはSMC-2試験片の各段階 (Fig.4-14-1のa~d) におけるき裂先端近傍の温度 (塑性仕事による局部温度上昇+試験温度)  $T$ 、相当ひずみ速度  $\dot{\epsilon}$  と共に、き裂先端近傍の降伏点  $\sigma_Y$  を示した。また同図には塑性仕事による温度上昇が生じないと仮定した場合の降伏点  $\sigma'_Y$  として参考のために示している。さらに上記の特定領域として IDNZ 先端の位置も示している。ただし IDNZ 先端までの距離は荷重線上の COD ( $V_g$ ) より、次に示す Wells の式<sup>4)</sup>を用いて CTOD ( $\delta$ ) に換算して、(5.1) 式により求めた。

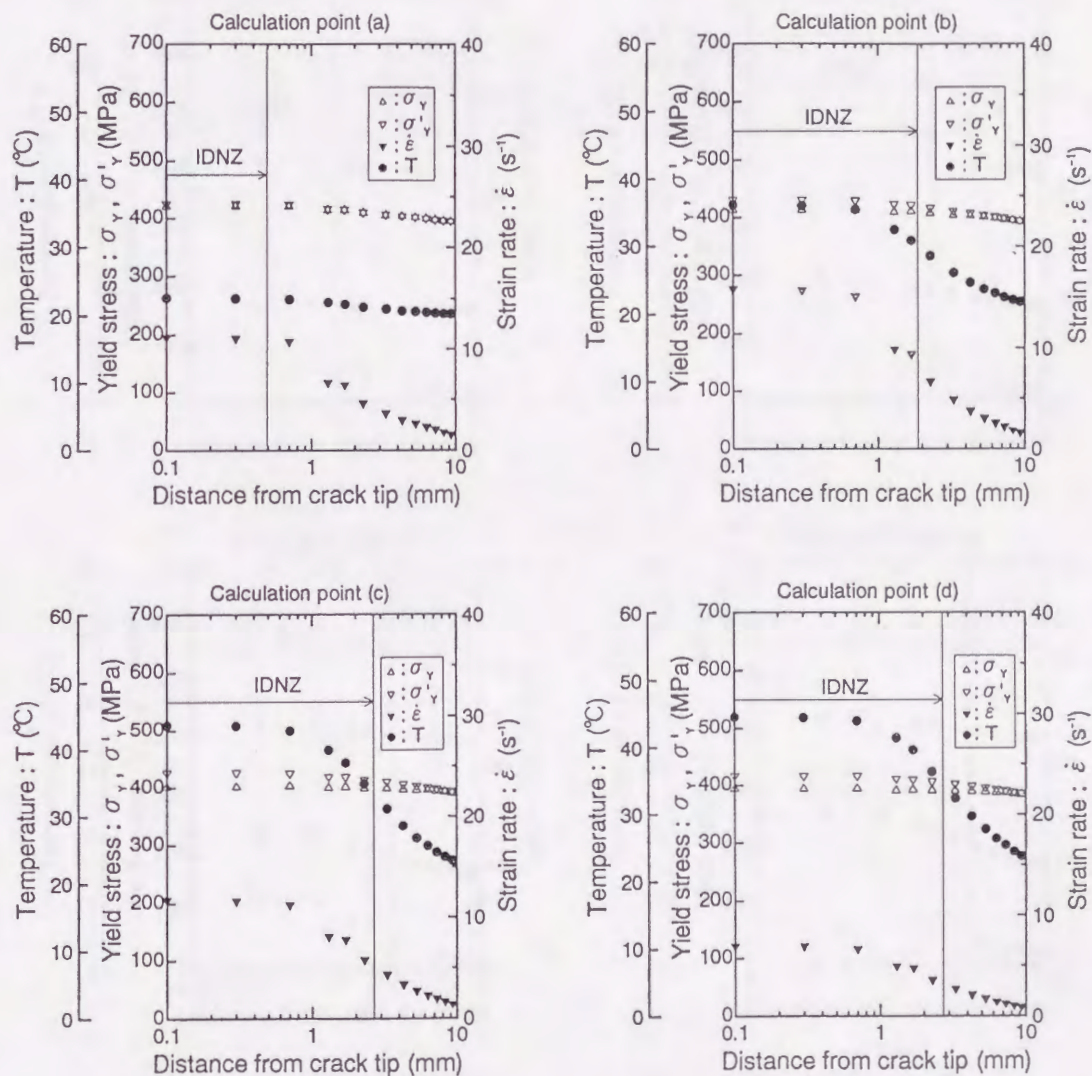


Fig.5-1 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip by using FEM.  
(specimen No. SMC-2, crosshead speed = 100 mm/s)



$$\delta = \begin{cases} \frac{0.45(W-a)}{0.45W + 0.55a + z} \left( \frac{V_g^2}{4V'} \right) & (V_g < 2V') \\ \frac{0.45(W-a)}{0.45W + 0.55a + z} (V_g - V') & (V_g \geq 2V') \end{cases} \quad (5.2)$$

$$V' = \gamma \sigma_{YT} W (1 - \nu^2) / E, \quad \gamma = 2.34 \quad (\text{CT specimen, } a/W = 0.5)$$

なお、降伏点 $\sigma_{YT}$ は試験温度における静的な値である。また、 $z$ は荷重線から COD を計測する位置までの距離であり、ここでは  $z = 0$  である。

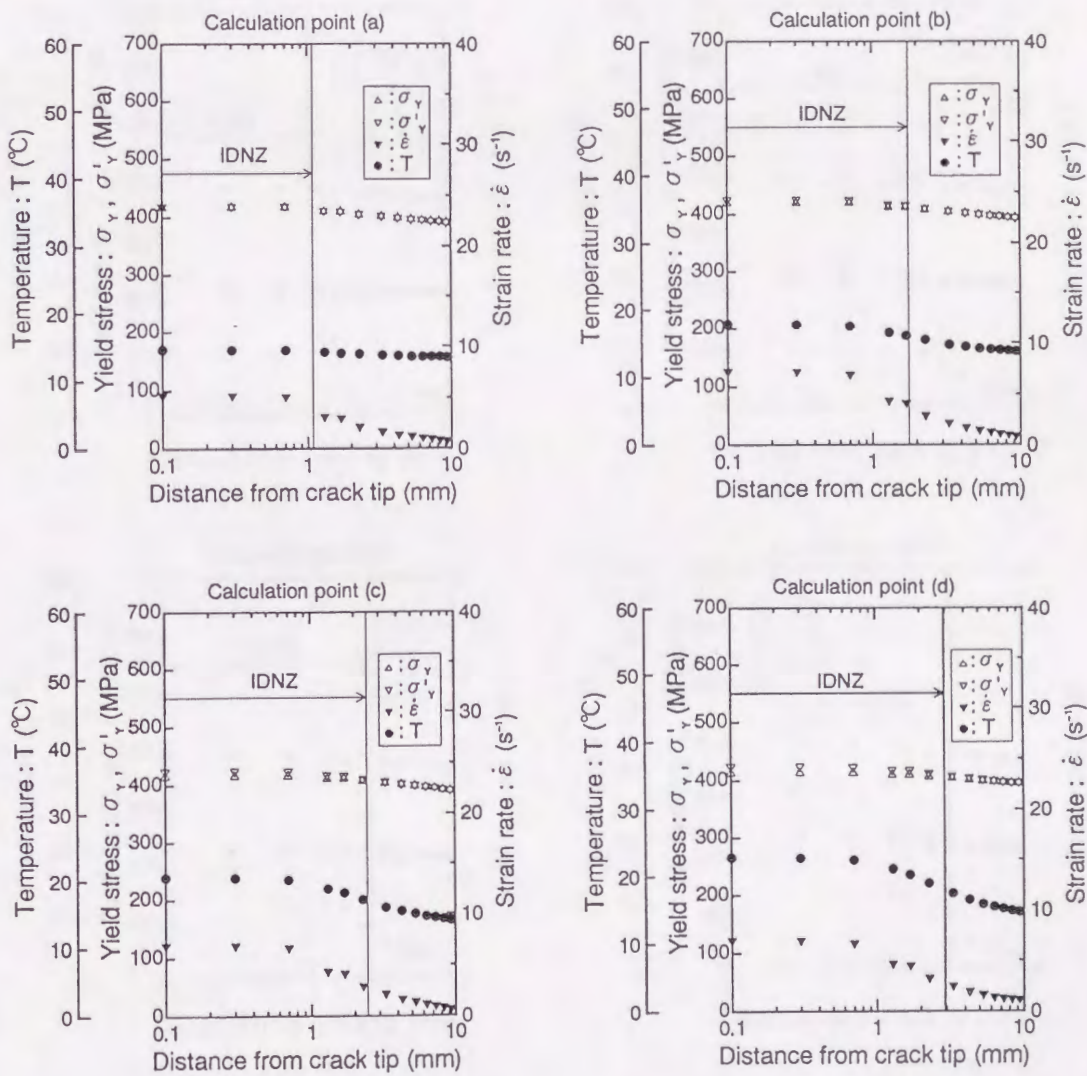


Fig.5-2 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip by using FEM.  
(specimen No.SMC-3, crosshead speed = 50 mm/s)



その他の試験片に対する FEM 解析結果についても同様な図を Fig.5-2 ~ Fig.5-7 に示した。(き裂先端近傍から IDNZ 先端までの距離が 0.1mm 以下の場合、IDNZ 先端の位置は省略している。) Fig.5-1 を見ると、IDNZ 内のひずみ速度、温度上昇はき裂先端に近づくほど速くなっているものの、IDNZ 内ではそれぞれの値が飽和する傾向を示している。この理由としては、IDNZ 内では応力とひずみの特異性が消滅するため、発熱の原因となる塑性仕事量の IDNZ 内での変化の仕方が緩やかになっているからであると考えられる。

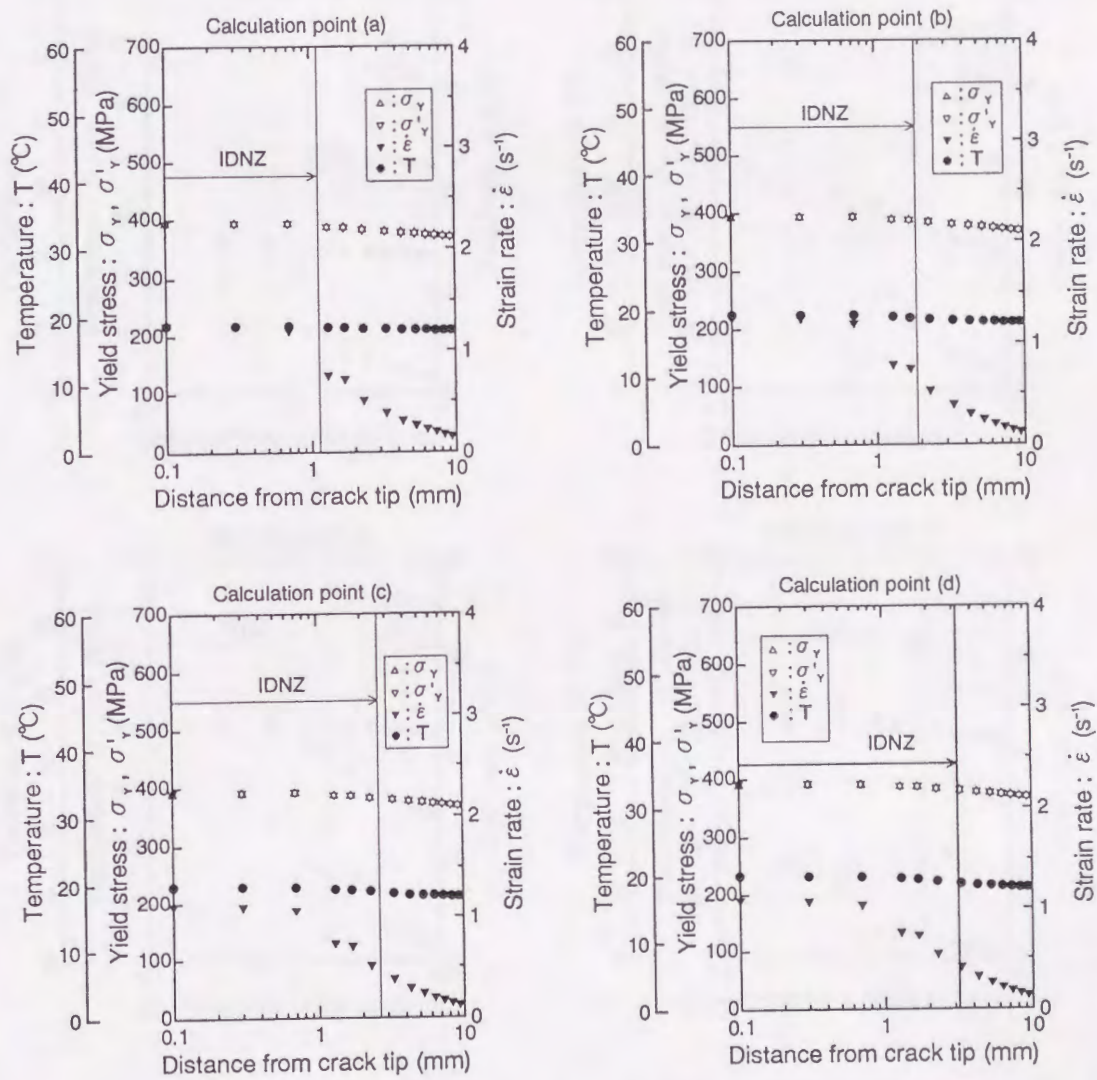


Fig.5-3 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip by using FEM.  
(Specimen No. SMC-4, crosshead speed = 10 mm/s)



また a,b,c の各段階では IDNZ 内のひずみ速度はほぼ同じレベルにあるが、d の段階では他の段階に比べて遅くなっている。これは Fig.4-14-1 において d の段階の負荷速度が他の段階のそれに比べて遅くなったことと対応している。そして降伏点 $\sigma_Y$ は IDNZ 内ではほぼ一様となっている。これは降伏点におよぼすひずみ速度および温度の影響が互いに逆方向に作用する結果であると考えられる。

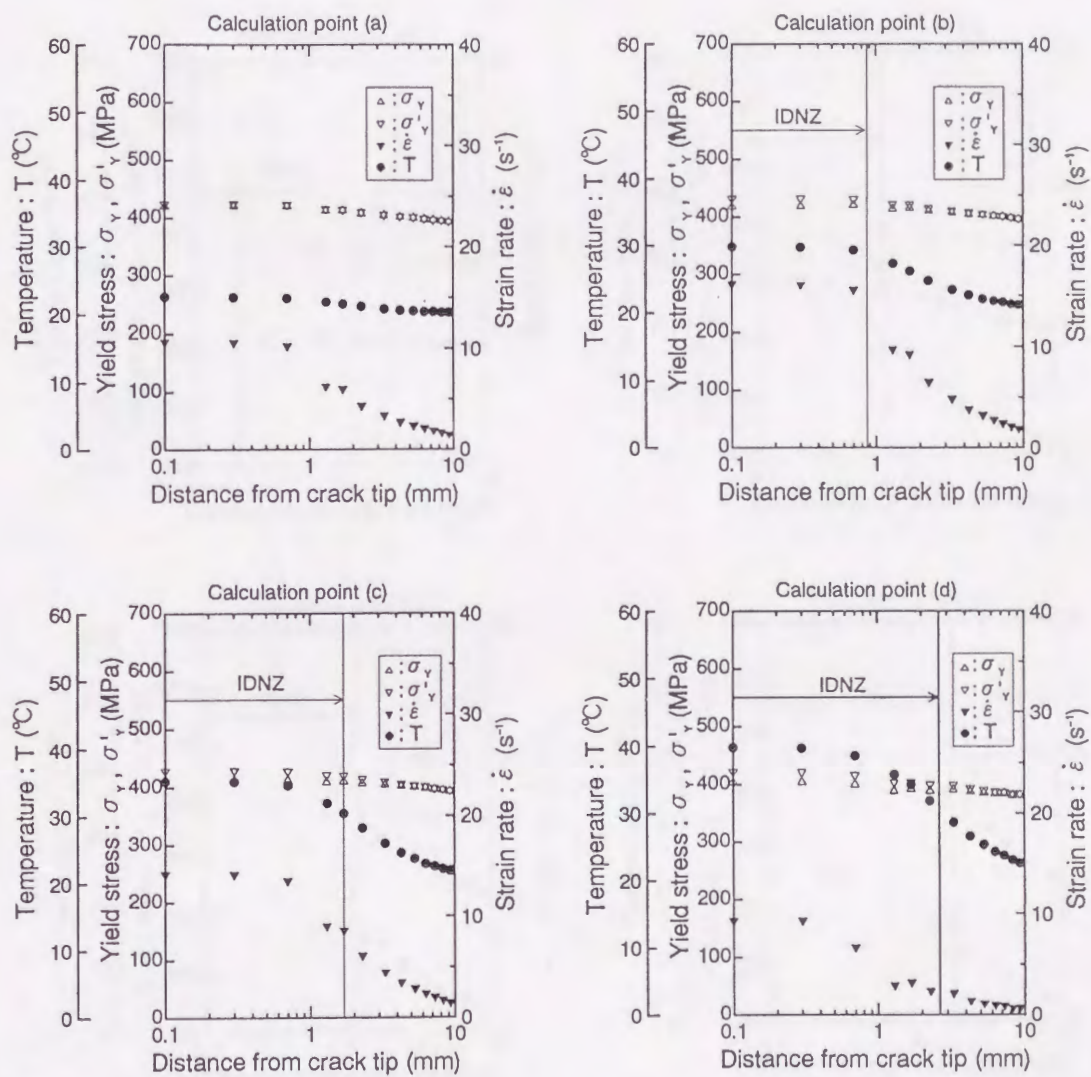


Fig.5-4 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip by using FEM. (Specimen No. SMC-5, crosshead speed = 100 m/s)



また局部温度上昇を無視して得られる降伏点 $\sigma'_y$ も IDNZ 内ではほぼ一定と見られるが、これはき裂鈍化の影響のために、ひずみ速度がき裂先端近傍で極端に大きくなるが生じない結果であると考えられる。上記の傾向は Fig.5-2 ~ Fig.5-7 に示した他の試験片に対する FEM 解析結果についても同様な傾向であった。

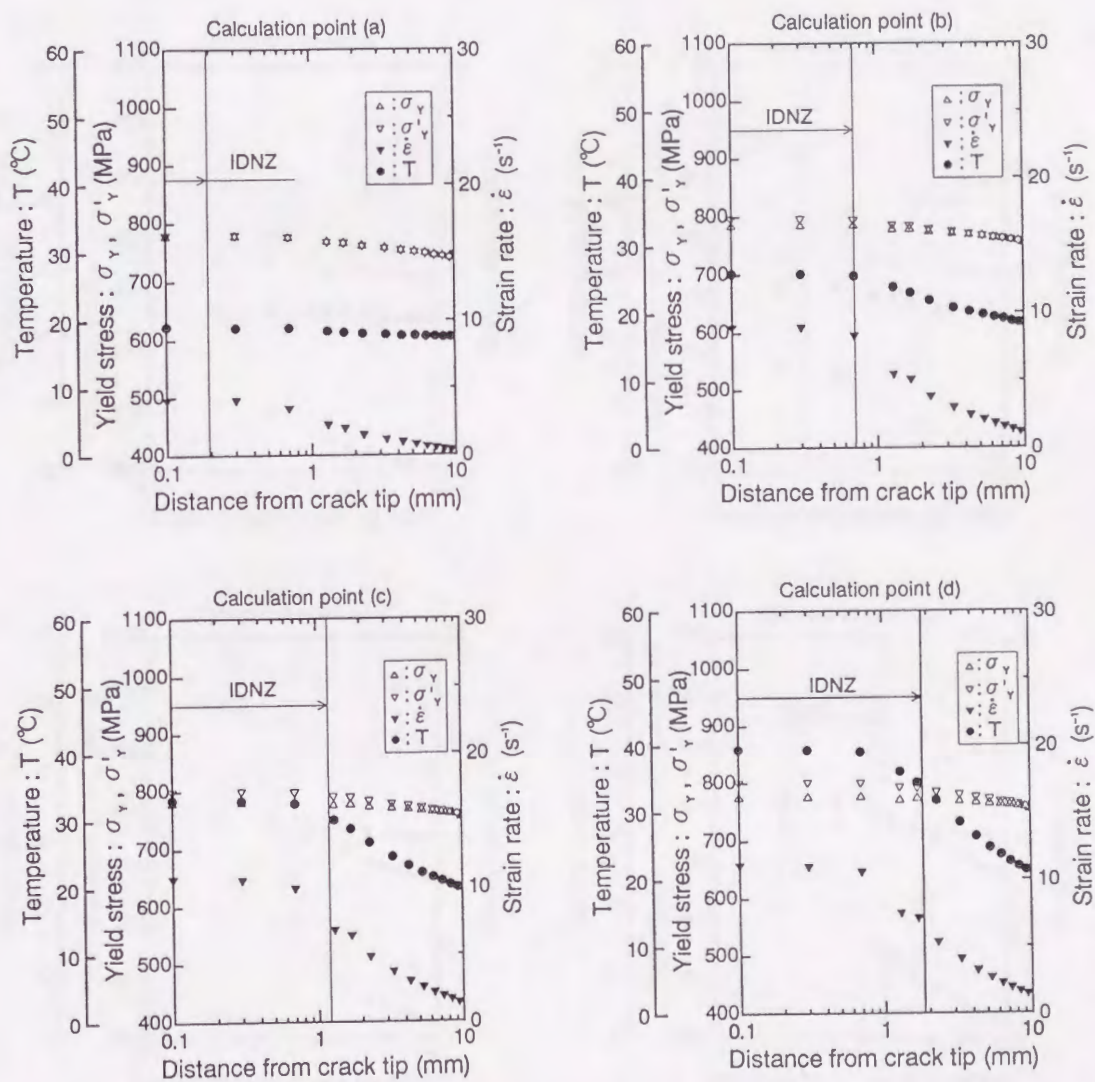


Fig.5-5 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip by using FEM.  
(Specimen No. HTC-1, crosshead speed = 100 mm/s)



Fig.5-8は第4章において解析した軟鋼(SM41B)について負荷速度1m/sの条件で解析した結果(荷重点変位3mmの時点)についてのものである。IDNZ内では降伏点 $\sigma_Y$ が平面応力状態のみならず、平面ひずみ状態においてもほぼ一定となることがわかる。この結果は、負荷過程は常に成立していた。また、HT-80鋼について負荷速度1m/sの条件で解析した結果(荷重点変位3mmの時点)を示したFig.5-9を見ても同様なことが言える。

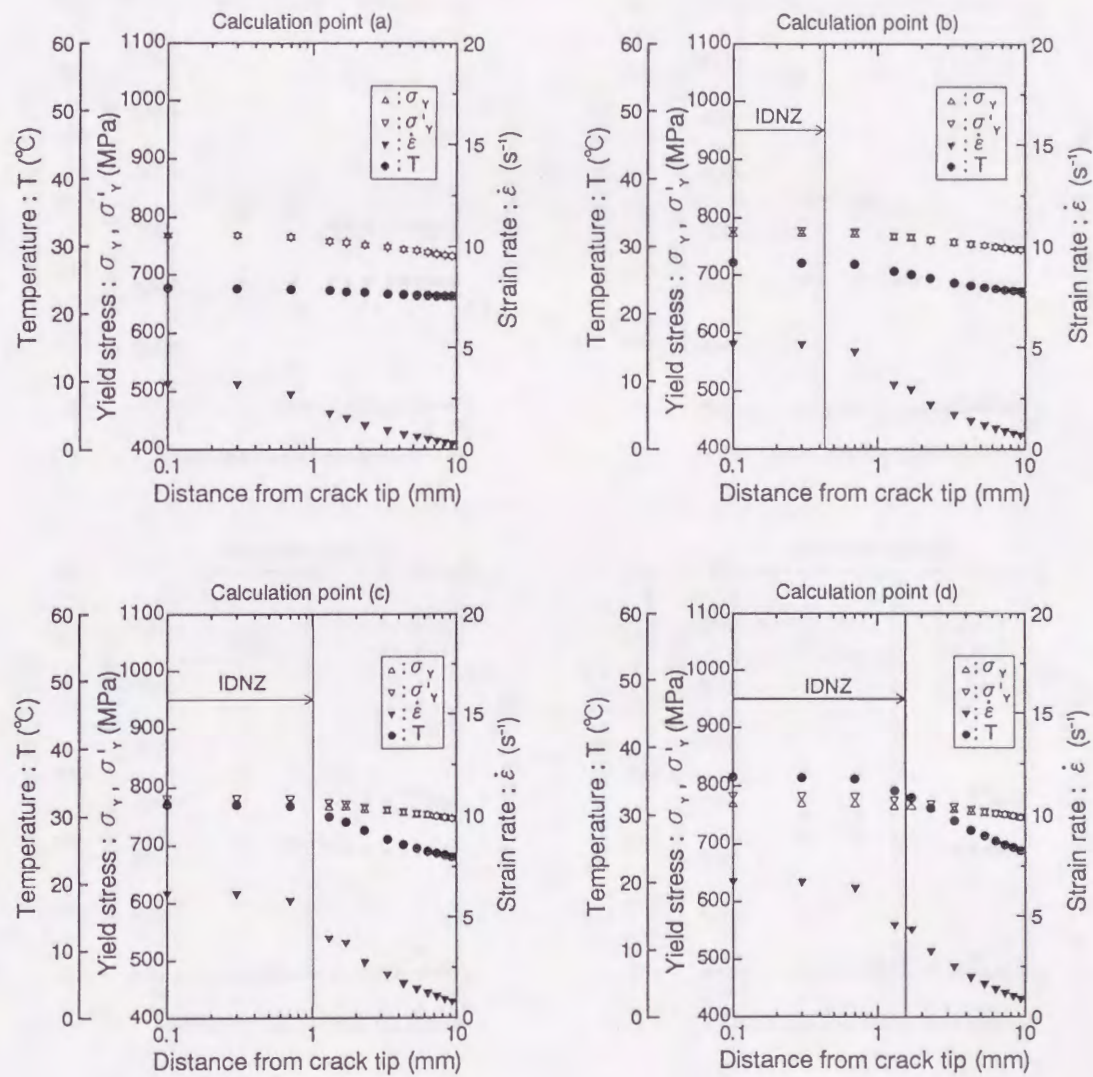


Fig.5-6 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip by using FEM. (Specimen No. HCT-2, crosshead speed = 50 mm/s)



以上のように IDNZ 内のき裂先端近傍では、ひずみ速度と、温度上昇という 2つの降伏点におよぼす因子が逆方向に働くことにより、降伏点がほぼ一定に保持されており、この現象は動的破壊靱性値の研究を行う上で重要な示唆を与えているものと考えられる。

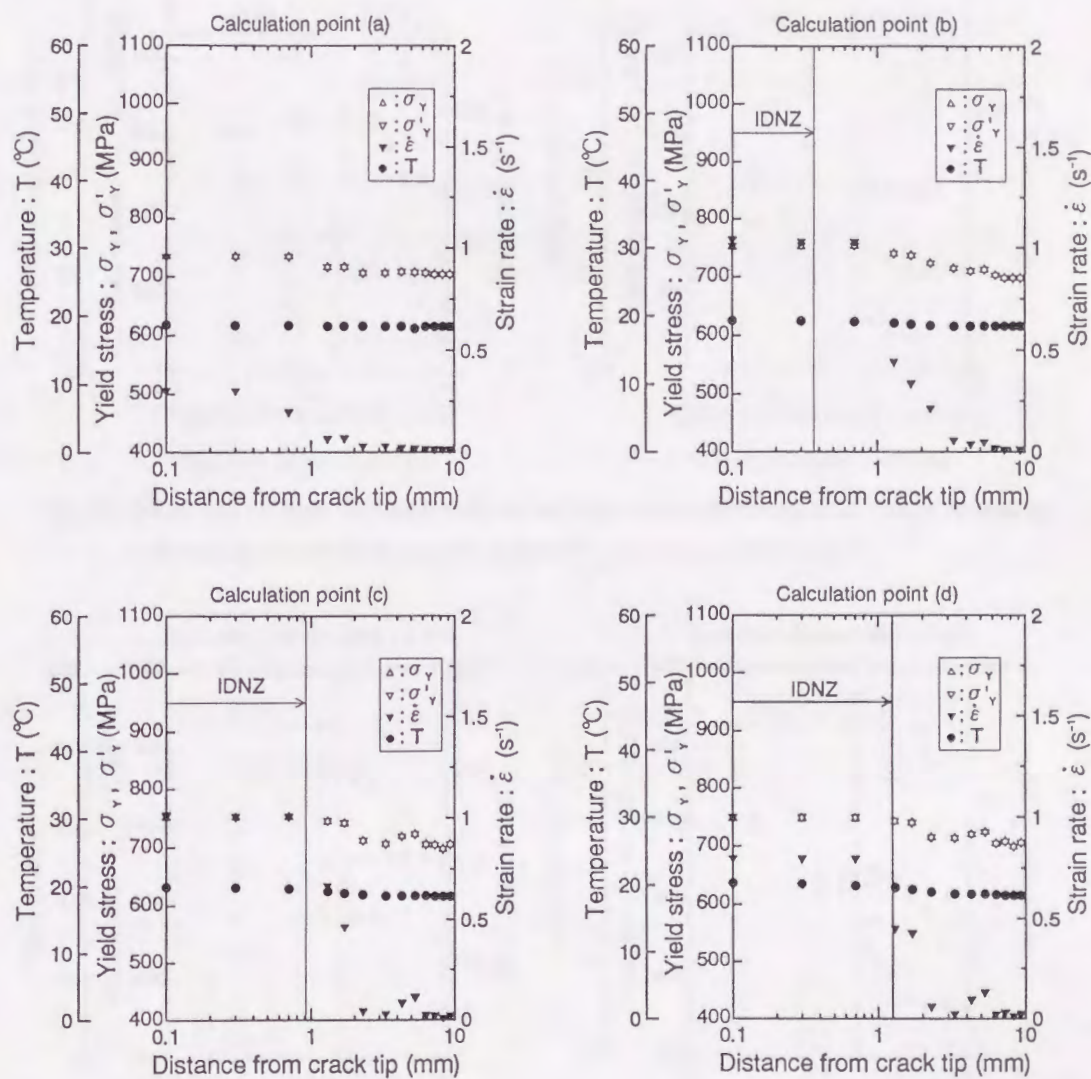


Fig.5-7 Calculated yield stress , equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip by using FEM .  
(Specimen No. HCT-3 , crosshead speed = 10 mm/s)



従って、破壊発生点を IDNZ 内のある箇所と特定しなくても、き裂先端近傍の局部温度上昇分布およびひずみ速度分布が評価できれば、ひずみ速度が破壊靱性値に及ぼす影響を定量的に評価し得る可能性を有している。

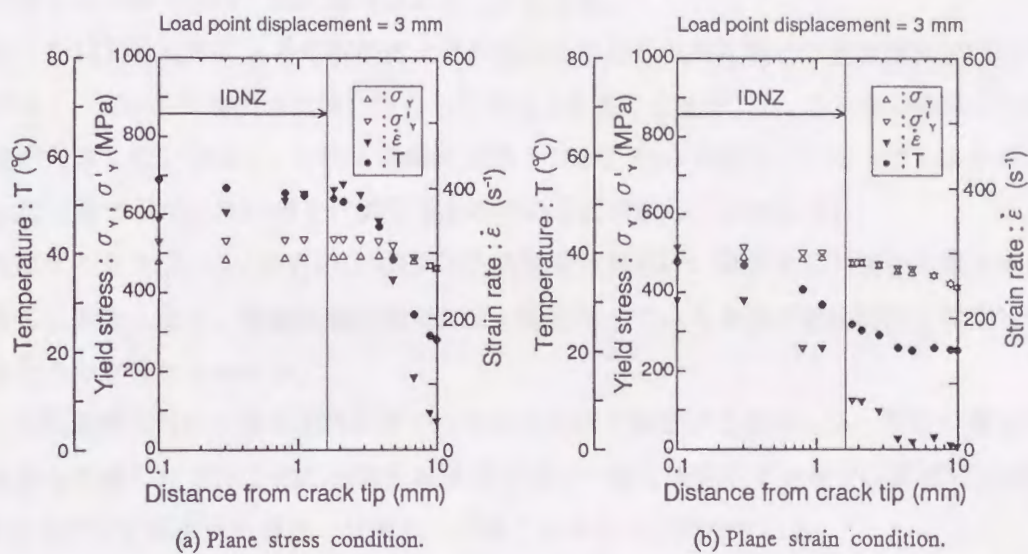


Fig.5-8 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip in the vicinity of crack tip by using FEM. (SM41B, crosshead speed = 1 m/s)

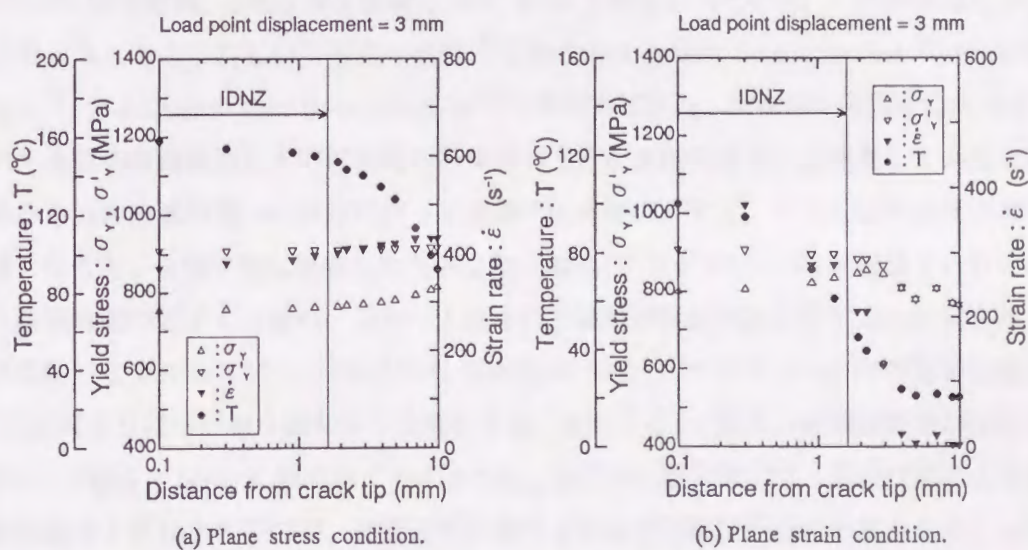


Fig.5-9 Calculated yield stress, equivalent strain rate and temperature distributions in the vicinity of crack tip in the vicinity of crack tip by using FEM. (HT-80, crosshead speed = 1 m/s)



### 5.3 任意負荷速度下での破壊靱性値推定手法の検討

前述のように平面応力状態、平面ひずみ状態いずれの場合にも IDNZ 内のき裂先端近傍では、ひずみ速度が速くなるほど、局部温度上昇も大きくなり、この2つの因子が降伏点に及ぼす効果が逆方向に作用して、降伏点がほぼ一定に保持されることが期待できる。従って IDNZ 内のき裂先端近傍では  $R$  値がほぼ一定に保持されることになる。

豊貞ら<sup>5)</sup>は塑性仕事による局部温度上昇が非常に小さな低靱性領域の破壊靱性値はひずみ速度に関係なく、IDNZ 先端の  $R$  値依存性として与えられることを示した。5.2 節の結果よりあまり負荷速度が大きくない場合は、IDNZ 先端の  $R$  値と IDNZ 内の  $R$  値はほぼ同一であるから、豊貞らが与えた  $R$  値は IDNZ 内の値を代表するものであると解釈してよからう。

破壊はプロセスゾーン(あるいは IDNZ)内の結晶粒界付近に偏析する不純物元素を核として発生することを考えると、き裂先端近傍でほぼ一様となっている  $R$  値が破壊靱性を規定しているものと考えるのが妥当であろう。

従って高速負荷時に大きな塑性仕事が行なわれる過程で破壊する場合には、塑性仕事による局部温度上昇も考慮した IDNZ 内のき裂先端近傍でほぼ一様な値を示す  $R$  値で、破壊靱性値の(雰囲気)温度及びひずみ速度依存性が定量的に評価できるものと期待される。

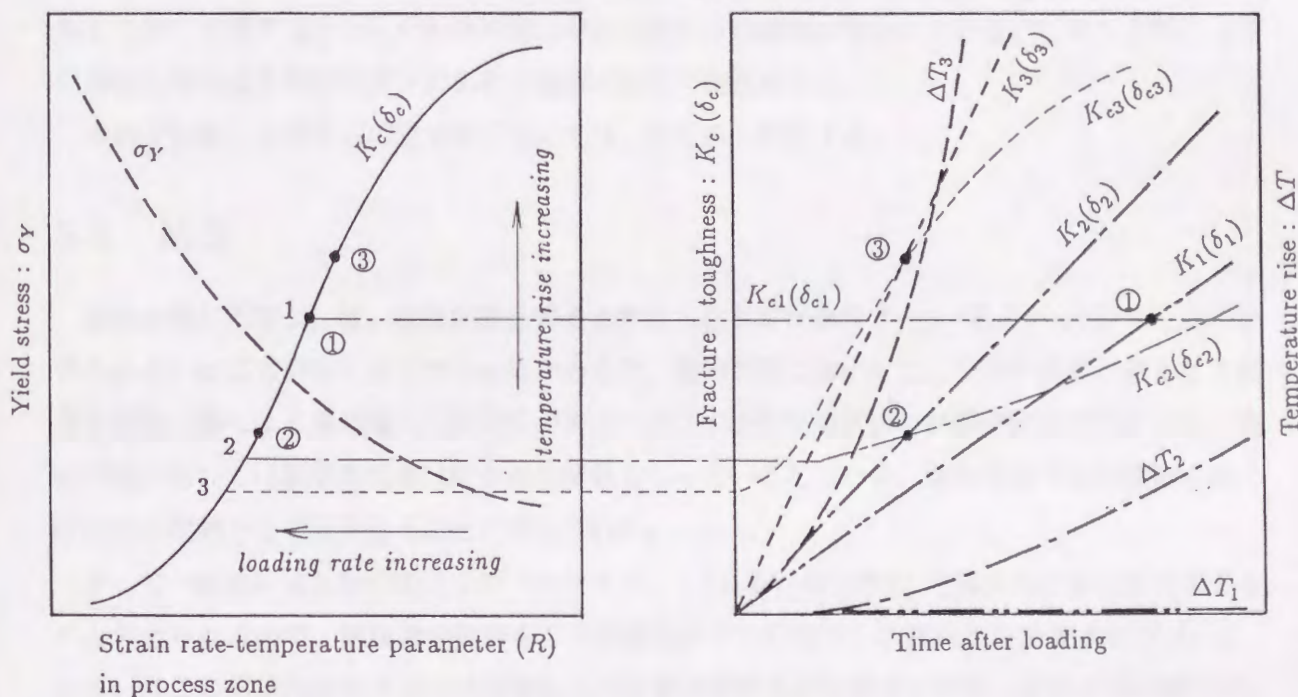
ところで負荷速度を増加させていくと、ある負荷速度のところで破壊靱性値が最小となる現象が表れる<sup>6)</sup>。この最小となる負荷速度は臨界速度と呼ばれており、負荷開始から破壊が発生するまでの時間(破壊時間)は臨界速度領域で  $20 \sim 40 \mu\text{s}$  と報告されている。この臨界速度が現れるのは以下のように考えられているのが一般的<sup>7)</sup>であり incubation time criterion<sup>8)</sup>, minimum time criterion<sup>9)</sup>, および structure time criterion<sup>10)</sup> 等が提案され、定性的な説明が与えられている。すなわち比較的低荷重速度下では材料の降伏点の上昇がき裂先端での塑性変形を拘束し、延性破壊機構から脆性破壊機構への移行に伴って破壊靱性値が低下する。そして臨界速度以上に負荷速度が速くなると、き裂先端に隣接した有限な微小領域(プロセスゾーン)を破壊するために必要な時間に破壊時間が近づくために、見かけ上得られる破壊靱性値が急上昇すると解釈されている。

破壊の生じるプロセスゾーン(あるいは IDNZ)の  $R$  値(プロセスゾーン内のき裂先端近傍では 5.2 節の結果よりほぼ一様な値を示し負荷とともに変化する)に固有の破壊靱性値が存在すると仮定すると、Fig.5-10(a)に模式的に示すように、負荷の初期段階では、塑性仕事による発熱が小さく局部温度上昇も小さいので、負荷速度が速くなるほど破壊靱性値は小さくなる。しかし負荷の初期段階では外力による応力拡大係数( $K$ )あるいは CTOD( $\delta$ )は小さいので Fig.5-10(b)に示すように破壊は生じない。そして負荷とともに  $K$ 、 $\delta$  値は増加していくが、同時にき裂先端近傍で塑性仕事が行なわれ発熱する。そして静的条件下では熱の散逸が十分生じ、局部温度上昇はほとんど生じないため、負荷中プロセスゾーン内の  $R$  値は一定に保持されることになり、破壊靱性値も一定に保持され((b)の  $K_{c1}$  あるいは  $\delta_{c1}$ )、 $K = K_{c1}$  あるいは  $\delta = \delta_{c1}$  となる時点①で破壊が発生す



る。しかし負荷速度が速くなると負荷とともに局部温度上昇がある程度生じ、プロセスゾーン内の  $R$  値は負荷とともにほぼ一様に徐々に増加し、それとともに  $K_c$ 、 $\delta_c$  値も増加していき ((b) の  $K_{c2}$  あるいは  $\delta_{c2}$ )、 $K = K_{c2}$  あるいは  $\delta = \delta_{c2}$  となる時点②で破壊する結果、静的負荷時の場合より計測される破壊靱性値は小さくなる。しかし非常に負荷速度が速くなると、塑性仕事による熱が散逸する時間がほとんどなくなるため、負荷とともに局部温度上昇が急激に大きくなり、プロセスゾーン内の  $R$  値が急上昇し、 $K_c$ 、 $\delta_c$  値も急上昇する ((b) の  $K_{c3}$  あるいは  $\delta_{c3}$ )。そして  $K = K_{c3}$  あるいは  $\delta = \delta_{c3}$  となる時点③で破壊を生じ、結果的には計測される破壊靱性値は静的負荷時より大きくなる。このように局部温度上昇と、負荷による  $K$  値あるいは  $\delta$  値との兼ね合いで、臨界速度が生じると考えることができる。

- suffix 1 : static condition (no temperature rise)
- suffix 2 : intermeditate loading rate (small temperature rise)
- suffix 3 : very high loading rate (large temperature rise)
- mark ● : fracture initiation point



(a)  $R \sim K_c(\delta_c)$  curve

(b) Change of  $K_c(\delta_c)$  during loading due to temperature rise

Fig.5-10 Schematic illustration of fracture occurring phenomenon at various loading rate.



従って低温になるほど、破壊靱性値の  $R$  値依存性が小さいこと、ならびに一般的には熱拡散率が大きくなるため熱が散逸しやすくなり、局部温度上昇も小さくなる効果があるので、臨界速度は高速側に移行するものと考えられる。なお準静的条件下であってき裂先端に非常に小さな塑性域しか生じない状態で脆性破壊が起こる低温度領域では、塑性仕事による発熱が断熱的に行われたと仮定しても局部温度上昇は小さいのでひずみ速度が速くなるにつれて常に破壊靱性値が低下し、高靱性領域で生じる臨界速度という現象は生じないものと推察される。また塑性を示さない材料では負荷による発熱は生じないので臨界速度という現象は生じなくなるものと期待され、事実アラルライドでは鋼で生じるような臨界速度という現象は生じていない<sup>8)</sup>。

以上のようにプロセスゾーン内の  $R$  値に対応して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である  $K$  値あるいは  $\delta$  値がこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより臨界速度が定性的に説明できる。臨界速度が生じる現象は現時点では完全には理解されていないが、局部温度上昇効果は無視し、プロセスゾーン内ではき裂先端から射出された転位が結晶粒界や介在物に運動が阻止され、この阻止された転位の先端にへき開破壊の核を発生させるに十分な数の転位を堆積した後に破壊するといった転位の動力学的立場からの議論がなされている。しかし上記のように塑性仕事による局部温度上昇のみで理解できる可能性がある。

本節で提案した考え方の妥当性については、第6章で検討する。

## 5.4 結言

破壊を論じる場合には、破壊が発生すると考えられるプロセスゾーン(あるいはIDNZ)内のひずみあるいは応力分布に着目する必要があるが、動的問題においては、ひずみ速度が速くなる効果と塑性仕事による局部温度上昇効果の両者により、き裂先端近傍の初期降伏点は変化する。静的問題においては破壊靱性値は降伏点の関数となっていることから、動的問題でも破壊靱性値は降伏点の関数として表されることが期待される。

そして一般的にはき裂先端近傍のプロセスゾーン(あるいはIDNZ)で降伏点分布は変化するものと考えられるので、破壊発生箇所をこの領域内のどこに特定して降伏点を決定すればよいか、あるいはこの領域内の降伏点の平均値をとれば破壊靱性値が定量的に評価し得るか等の検討が、動的問題を解明する上で必要になってくるものと思われる。そこで、上記の問題解明の第一歩として、動的熱弾塑性有限要素法による計算結果を調査した。そして得られた結果は以下の通りである。

- (1) 平面応力状態、平面ひずみ状態いずれの場合にもプロセスゾーン(あるいはIDNZ)内のき裂先端近傍では、ひずみ速度と、温度上昇という2つの降伏点におよぼす因子が逆方向に働くことにより、降伏点がほぼ一定に保持されることが期待される。このことから、破壊発生点



をプロセスゾーン内のある箇所と特定しなくても、局部温度上昇およびひずみ速度が評価できれば、ひずみ速度が破壊靱性値に及ぼす影響を定量的に評価し得る可能性を有している。

- (2) プロセスゾーン内の降伏点に対応して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である  $K$  値あるいは  $\delta$  値がこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより破壊靱性値が最小となる臨界速度が生じる現象を定性的に説明できる。また低温状態では、破壊靱性値の  $R$  値依存性が小さくなると同時に、熱が散逸しやすくなるため局部温度上昇は小さくなる。従ってこれらの効果を考えると低温になるほど臨界速度は速くなることが予想される。

## 第5章 参考文献

- 1) K.B.Broberg : On Stable Crack Growth , J.Mech.Phys.Solids , Vol.23 (1975),p.215
- 2) M.P.Wnuk : Proc.Int.Conf.Dynamic Crack Propagation , Lehigh Univ.,(1972),p.273
- 3) J.R.Rice,M.A.Johnson : The Role of Large Crack Tip Geometry Changes in Plane Strain Fracture. *Inelastic Behavior of Solids*, Eds, M.F.Kanninen et al., McGraw-Hill (1970),p.641
- 4) A.A.Wells : The Status of COD in Fracture Mechanics.,3rd Canadian Cong. Applid Mechanics,Calgary (1971),p.59
- 5) 豊貞雅宏, 藤井英輔, 野原和宏, 川口喜昭, 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),p.367
- 6) 佐野謙一 : 9%Ni 鋼の破壊靱性に及ぼすき裂先端における温度上昇の影響, 鉄と鋼, 第2号 (1987),p.380
- 7) 本間寛臣 : 衝撃荷重による材料の破壊, 材料,Vol.40,No.453 (1991),p.755
- 8) J.F.Kalthoff : Fracture Behavior Under High Rates of Loading., *Engineering Fracture Mechanics* , Vol.23 , No.1,(1986),p.289
- 9) H.Homma,D.A.Shockey and S.Hada : Minimum Time Criterion for Crack Instability in Structural Materials., ASTM STP 905,(1986),p.683
- 10) N.F.Morosov, Yu.V.Petrov and A.A.Utkin : Modelling of Fast Fracture of Brittle Solids., *Puzpcuchue Hu Onyda*, No.302,(1989)



## 第6章

### 任意負荷速度下における破壊靱性値の推定法について

#### 6.1 緒言

第1章で述べたように、鋼構造物に対する耐脆性破壊発生の評価は主に静的破壊靱性値を基にして行われてきたが、一般の構造物に作用するひずみ速度は静的破壊靱性試験におけるひずみ速度よりも一般には速く、ひずみ速度の増加に伴い、破壊靱性値は通常低下することが知られている。従って実際に受けるひずみ速度下における破壊靱性値を推定することは構造物の安全性を検討する上で必要不可欠なものとなる。

一方、原子炉材料に対して行われてきたような動的試験 ( $K_{I_d}$ 試験) による破壊靱性値を採用するということは余りにも苛酷な要求であり、経済性を損なってしまう。従って比較的安易に行える静的破壊靱性試験の結果を基にして、任意の負荷速度下における破壊靱性値を推定する方法の確立が必要となってくるが破壊靱性値の負荷速度 (ひずみ速度) 依存性を定量的に評価する手法は現在のところ存在しない。

そこで、過去に行われた静的破壊靱性試験の結果に注目すると、破壊靱性値は温度の一義的関数となっている。静的条件下では降伏点と温度の間には一義的な関係があるので、見方を変えれば破壊靱性値は降伏点の一義的関数であると考えてよい。つまり、破壊発生点の降伏点が破壊靱性値を律すると想定できる。従って破壊発生点となるき裂先端近傍の降伏点の挙動を調査することにより、ひずみ速度が破壊靱性値に及ぼす影響を定量的に評価することが可能になると考えられる。また降伏点は動的条件下では Strain rate-temperature parameter <sup>1)</sup>( $R$ ) の関数であるので、動的問題では破壊靱性値は  $R$  値の関数として表されることが期待される。

豊貞 <sup>2)</sup>らは動的条件下において活性化エネルギーと等価な意味を有する  $R$  値に着目し、破壊発生点を三軸拘束が最も強くなる IDNZ <sup>3)</sup>先端と仮定して、この点における  $R$  値を用いて破壊靱性値に及ぼすひずみ速度の影響を定量的に評価できる可能性を見いだした。ここでは、低破壊靱性領域では  $R$  値により破壊靱性値のひずみ速度および温度依存性を定量的に評価し得た。しかし高速負荷時には高靱性領域において  $R$  値により推定される破壊靱性値よりも高い破壊靱性値が計測された。この理由は、塑性仕事による局部温度上昇が生じた状態で破壊が発生するために、破壊発



生点付近では雰囲気温度より温度が高くなるので、実際の  $R$  値が大きくなるためではないかと推察している。また彼らは破壊発生点を IDNZ 先端と仮定しているものの、破壊発生点は Bulcker と Allen らによるき裂先端近傍のプロセスゾーン (IDNZ とほぼ同じ領域) と呼ばれる領域内の非金属介在物付近でボイドが発生し、これが破壊の核となるという結果<sup>4)</sup>とは矛盾している。ところが、微視的観点からの議論を避けるために応力特異性をもとに静的条件下で破壊発生点近傍の応力～ひずみ状態をブラックボックス的に取り扱っている現状を考慮すると、動的条件下において破壊発生点を特定することはさらに難しい。

第2章では、き裂先端近傍の塑性仕事による局部温度上昇を評価するためにひずみ速度と温度の影響を考慮した応力～ひずみ構成関係を導出した。次に第3章では、この構成関係を組み込み、き裂鈍化の影響も考慮できるように剛性マトリックスを作成した動的熱弾塑性有限要素法を開発した。次に第4章では、この有限要素法を用いて負荷過程中的き裂先端近傍における局部温度上昇を推定し、実験値と良い一致を示すことを確認した。

さらに第5章では、この有限要素解析結果を調査し、平面応力、平面ひずみ状態いずれの場合にも破壊が発生すると考えられるプロセスゾーン (あるいは IDNZ) 内では、ひずみ速度、温度上昇、さらにき裂鈍化の影響も受けて  $R$  値がほぼ一定に保持されることが判明した。この事は、破壊発生点をプロセスゾーン内のある箇所と特定しなくても、破壊靱性値が破壊発生点の  $R$  値の一義的関数であると考えることにより、破壊靱性値の負荷速度依存性を定量的に評価できることを意味している。すなわちこのプロセスゾーン内ではほぼ一定値をとる  $R$  値に対して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である破壊パラメータがこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより、静的破壊靱性試験で得られる  $R$  ～破壊靱性値の関係をj用いて任意負荷速度下における破壊靱性値の推定が可能であると考えられる。

また、破壊靱性値の負荷速度依存性に関する興味ある現象として、負荷速度を増加させていくと、あるところで破壊靱性値が最小となる現象があり、最小の靱性値を示すときの負荷速度は臨界速度と呼ばれている。この臨界速度が現れるのは理由については第5章で述べたように、定性的な説明は与えられているが、定量的な評価を含めて、臨界速度が生じる現象は現時点では完全には理解されていない。しかし、第5章で提案したように IDNZ 内の  $R$  値と破壊靱性値の間に一義的な関係が成り立つならば、臨界速度を生じる現象を定量的に説明できると考えられる。

そこで本章では第5章で提案した考え方に基ずき、運輸省船舶技術研究所、日立造船(株)、住友金属工業(株)により構成された氷海構造物共同研究会が行った、任意負荷速度下における破壊靱性試験結果<sup>5)</sup>をもとに、静的破壊靱性試験の結果より任意負荷速度下の破壊靱性値が推定できるか否かの検討を行った。

さらに、臨界速度を生じる現象に関して、定量的評価が可能か否かの検討も行った。



## 6.2 き裂先端近傍の $R$ 値分布と破壊靱性値との関係

運輸省船舶技術研究所、日立造船(株)、住友金属工業(株)により構成された氷海構造物共同研究会では、氷海船用に開発された板厚  $75\text{mm}$ 、降伏点  $353\text{MPa}(36\text{kgf}/\text{mm}^2)$  級の HT-50 鋼 (TMCP 鋼) で作成した CT 試験片を用い、 $0.01\text{mm}/\text{s}$ 、 $1\text{mm}/\text{s}$ 、 $100\text{mm}/\text{s}$ 、 $2000\text{mm}/\text{s}$  の 4 種類の負荷速度で  $-22^\circ\text{C} \sim -145^\circ\text{C}$  の雰囲気温度下で破壊靱性試験を行った。そこで得られた破壊靱性値と試験雰囲気温度 (絶対温度) の逆数との関係を調べ、 $\delta_c$  値と試験雰囲気温度の逆数との関係、 $J_c$  値と試験雰囲気温度の逆数との関係を Fig.6-1 に示す。ここで  $\delta_c$  値の算定に当たっては BS 5762<sup>6)</sup> に従っている。ただし  $K_c$  値は ASTM-E399<sup>7)</sup> に従い、降伏点は公称ひずみ速度 (き裂を含まない構造物中のき裂想定箇所におけるひずみ速度と同一のもの) を豊貞らが提案した方法<sup>2)</sup> に基づいて算定し、このひずみ速度と試験雰囲気温度に対応した降伏点を用いている。また  $J$  値の算定に当たっては、Mericle & Corten の式<sup>8)</sup> を用いている。

破壊靱性値と試験雰囲気温度との間にはアレニウス型の関係が成立することが一般に知られているが、Fig.6-1 を見るとわかるように本実験結果についても多少のばらつきはあるものの、やはりアレニウス型の関係が成立することがうかがえる。なお実験では負荷速度  $2000\text{mm}/\text{s}$  での試験において、一部 pop-in らしき現象が  $P-V$  曲線上 ( $P$ : 荷重、 $V$ : 荷重点変位) に認められたが、破壊靱性値の算出に当たっては、この現象を無視して破断時における諸計測値により算定している。

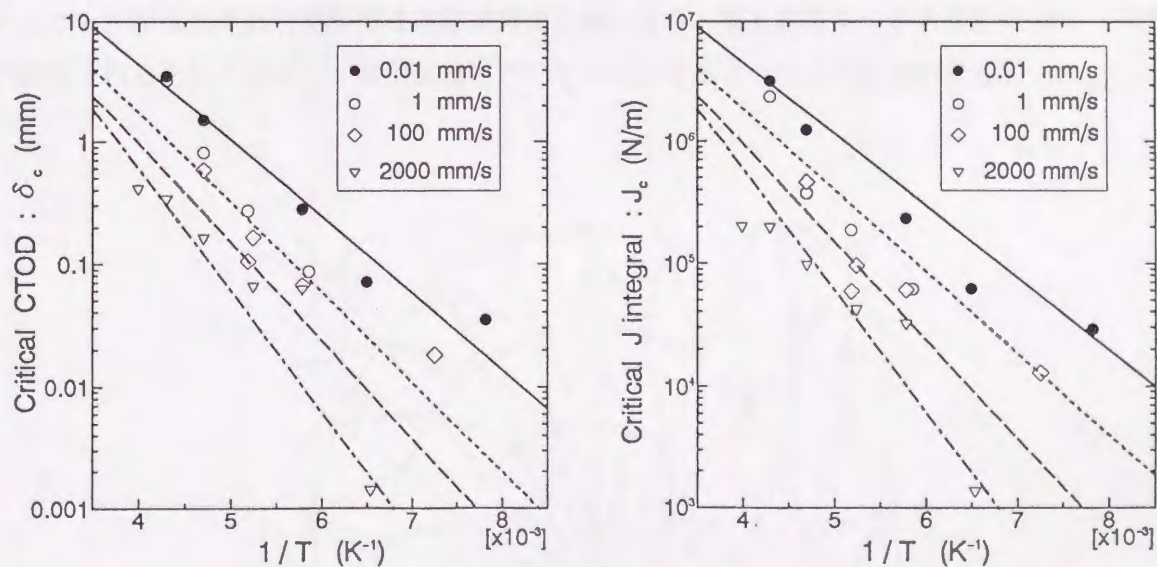


Fig.6-1 Relation between experimental fracture toughness and test temperature with various crosshead speeds.



き裂先端近傍の  $R$  値を求めるためには、供試材の応力～ひずみ関係を  $R$  値の関数として与えておく必要がある。そのためには第 2 章の結果から、降伏点と  $R$  値の関係を把握しておくことが必要である。本供試材より採取された丸棒引張試験片を用いて種々の負荷速度、温度下で行われた試験結果より得られた降伏点と  $R$  値の関係については、第 2 章の Fig.2-27 に示してある。(ここのひずみ速度は降伏点を示す時期における計測されたひずみ速度を採用した。) その結果を再記すれば、

$$\sigma_Y = 247.2 \exp(2545/R) \quad [\text{MPa}] \quad (6.1)$$

ただし

$$R = T \ln(1.0 \times 10^8 / \dot{\epsilon}) \quad [\text{K}] \quad (6.2)$$

$T$ : 温度 [K]、 $\dot{\epsilon}$ : ひずみ速度 [ $s^{-1}$ ]、 $\sigma_Y$ : 降伏点 [MPa]

である。

一方本供試材の応力～ひずみ曲線の生データについては散逸しているため、本供試材そのもののひずみ硬化係数は明きらかでないが、第 2 章の結果から、加工硬化開始時のひずみ硬化係数と降伏点の間には、Fig.2-10 に示すようにほぼ一義的な関係がある。その結果を再記すると、

$$n = -011097 + 169.63/\sigma_Y - 19580/\sigma_Y^2 \quad (\sigma_Y \text{ の単位は } [\text{MPa}]) \quad (6.3)$$

そこで上記関係式を動的熱弾塑性有限要素法に組み込み、第 4 章で得られた塑性仕事の 9 割が熱に変換されるという結果が、本供試材についても成立するとして有限要素解析を行った。

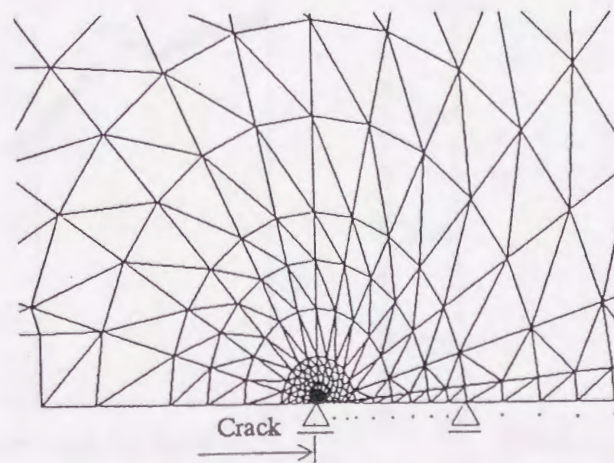


Fig.6-2 Finite element subdivision of CT specimen in the vicinity of crack tip.



解析のために与えた荷重点変位の時間曲線は、実測された結果を用いてき裂先端近傍の  $R$  値を計算した。また板厚  $75\text{mm}$  の試験片ということを考慮し、破壊発生点が板厚中央であるということから解析は平面ひずみ条件で行なった。なお解析に用いた要素は最小寸法  $0.01\text{mm}$  の三角形ひずみ一定要素であり、総節点数は 546、総要素数は 950 である。き裂先端近傍の要素分割図を Fig.6-2 に示す。

ここで一例として、試験雰囲気温度  $-22^\circ\text{C}$ 、負荷速度  $2000\text{mm/s}$  に対する負荷過程中の時点 (A)、(B)、(C) (Fig.6-2 (a) 参照) におけるき裂先端近傍の  $R$  値分布を Fig.6-3 に黒丸で示す。図中 IDNZ は Rice、Johnson<sup>3)</sup> の結果より、き裂先端から  $1.9\delta$  ( $\delta$ : CTOD) の範囲として示してある。同図には参考のために塑性仕事による温度上昇を無視して算定した  $R$  値も白丸で示している。

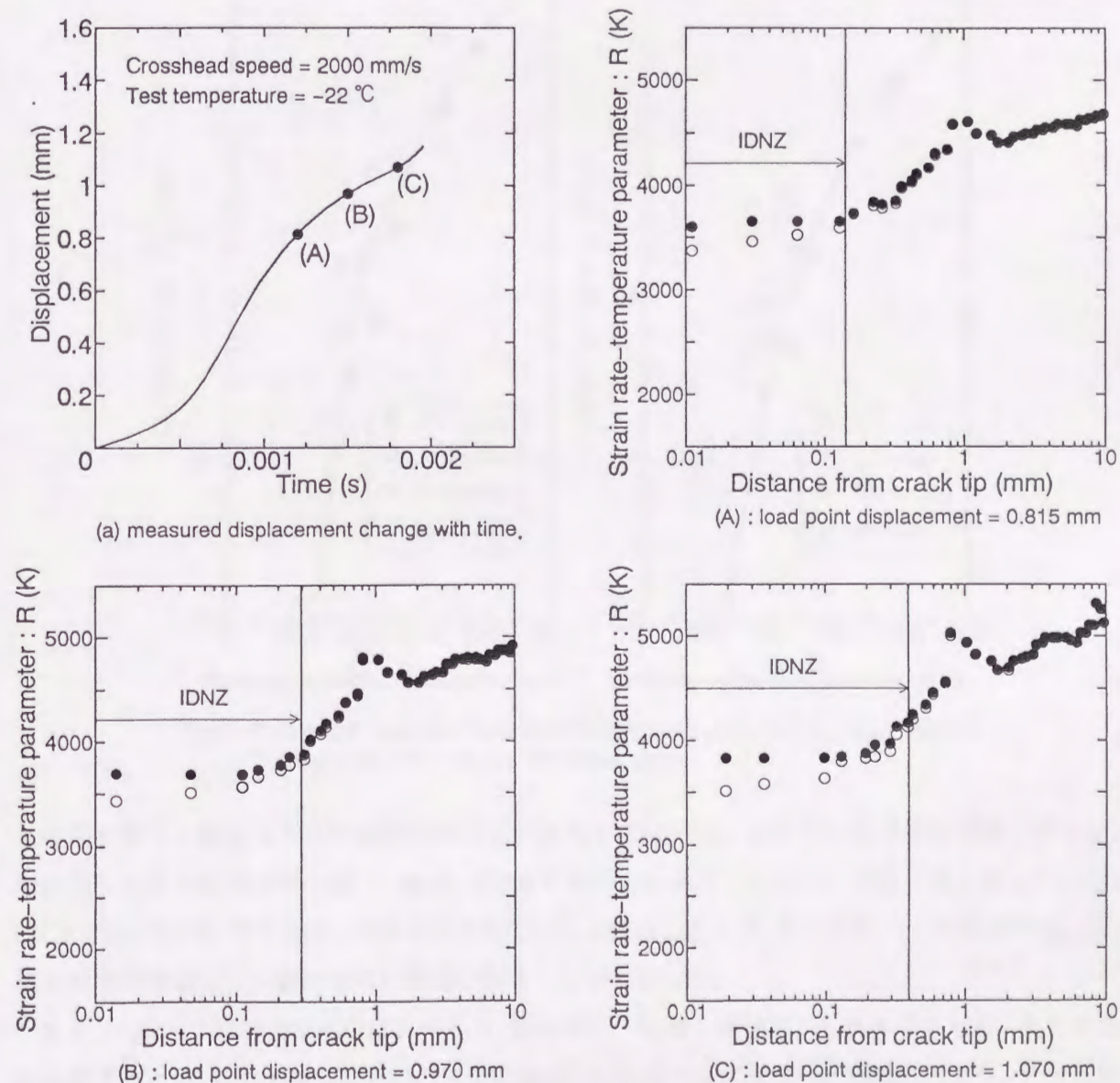


Fig.6-3 An example of strain rate-temperature parameter distributions in the vicinity of crack tip by using FEM .



この図からも解るように、IDNZ 内では  $R$  値がほぼ一定に保持されている。しかし塑性仕事による局部温度上昇を無視すると、IDNZ 内で  $R$  値は一定に保持されることはなく、ひずみ速度が速くなるき裂先端に近づくほど  $R$  値は小さくなっている。なお温度上昇を無視した場合も IDNZ 内では  $R$  値の変化は小さいものとなっているが、これは IDNZ 内ではき裂鈍化の影響で応力～ひずみ関係の HRR 特異性<sup>9)</sup>が消滅し、ひずみ分布が緩やかなものとなっているためである。他の解析結果についても同様な現象を呈していた。

すべての実験条件に対して有限要素解析を行い破壊発生時の  $R$  値を算定し、これと破壊靱性値 ( $\delta_c$  値、 $J_c$  値) との関係を図.6-4 に示す。

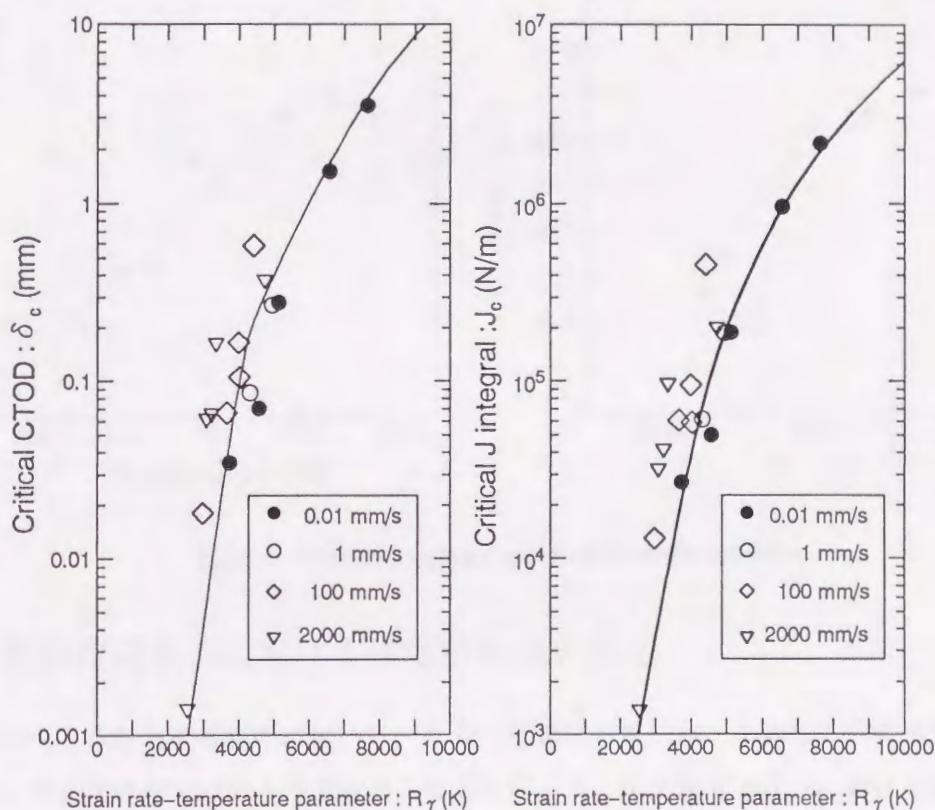


Fig.6-4 Relation between strain rate-temperature parameter ( $R_\gamma$ ) and fracture toughness with various crosshead speeds.

この図を見ると解るように破壊靱性値は IDNZ 内でほぼ一定に保持される  $R$  値を指標とすると、破壊靱性試験の結果が多少ばらついてはいるにもかかわらず、全体的には良くまとまっている。(以下では、IDNZ 内でほぼ一定に保持されている  $R$  値のことを  $R_\gamma$  値と記す。) この結果から、 $R_\gamma$  値と破壊靱性値には一義的な対応関係があることが判明した。

また Fig.6-5 は静的条件下における  $K_c$  値と温度、 $R_\gamma$  値の関係を示したものである。それぞれを比較すると  $R_\gamma$  値で整理したものの方が試験結果にばらつきが少ないと解釈されよう。たとえ静的条件といえども一定の負荷速度は実験で与えられていない。そしてき裂先端近傍では静的条件



といえどもひずみ速度はひずみ集中の影響で速くなり  $R_{\gamma}$  値はその影響を受けることになる。従って実験計測された荷重点変位の時間曲線を使用して  $R_{\gamma}$  値を求めると、意図した荷重点変位の時間曲線と異なることから、意図した  $R_{\gamma}$  値とは異なることになる。その結果、実験結果を  $R_{\gamma}$  値で整理したものの方がばらつきが小さくなったものと解釈できる。すなわち破壊靱性値は組織敏感性のためばらつきが大きいことはよく知られているが、そのばらつきの中には真の材料内でのばらつきだけでなく、負荷速度が異なることによるばらつきもかなりの大きな要因として含まれていることが推察できる。

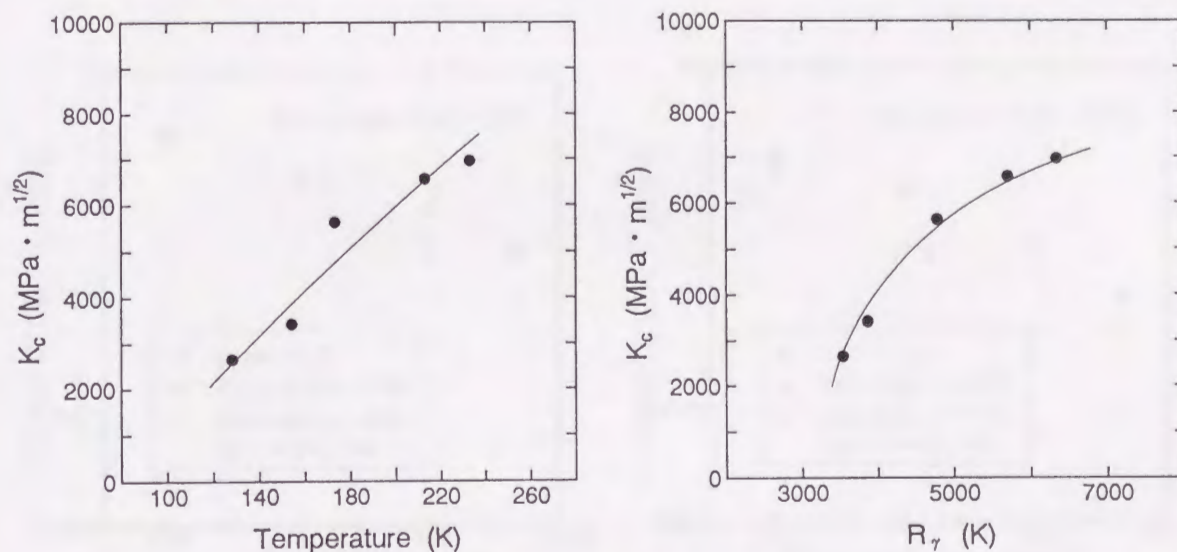


Fig.6-5 Fracture toughness under quasi-static condition .

### 6.3 任意負荷速度下における破壊靱性値の推定

前節で述べたように負荷過程中において、 $R_{\gamma}$  値と破壊靱性値には一義的な対応関係があることが判明した。そこで本章では第5章で説明した方法により、任意負荷速度下における破壊靱性値を推定する事を試みる。以下では荷重点変位の時間曲線は、有限要素解析で与える負荷速度が公称の負荷速度と等しくなるように線形として与えている。

前節で述べたように破壊靱性値は  $R_{\gamma}$  値で整理するとよくまとまっていた。従って破壊靱性値はこの  $R_{\gamma}$  値の関数として一義的に与えられると考えられる。そこで静的破壊靱性試験に相当する負荷速度  $0.01\text{mm/s}$  における  $R \sim$  破壊靱性値の関係を Fig.6-4 中に実線で示しているものとする。これは計測された荷重点変位～時間曲線を入力して求められたものであり、前節で述べた負荷速度による破壊靱性値のばらつきも考慮されて与えられたものである。そして他の負荷速度下において負荷過程の破壊パラメータと、その時の  $R_{\gamma}$  値との関係を  $R \sim$  破壊靱性値の関係の上に順次プロットしていき、解析結果と与えられた  $R \sim$  破壊靱性値の曲線と交わるときに破壊が生じると



して破壊靱性値を推定した。なお塑性仕事による温度上昇が生じないと考えた時の破壊靱性値についても、温度上昇を無視した  $R$  値を用いて破壊靱性値を推定した。ただし温度上昇がないと仮定した場合は、 $R$  値が IDNZ 内で一定に保持されていない。そこで  $R$  値が小さいほど破壊靱性値が小さくなることから、IDNZ 内での最小の  $R$  値と破壊パラメータとの関係を  $R \sim$  破壊靱性値の関係の上に順次プロットして、破壊靱性値を推定した。このようにして推定された破壊靱性値と実験により得られた靱性値との関係を  $-40^\circ\text{C}$ 、 $-60^\circ\text{C}$ 、 $-80^\circ\text{C}$ 、 $-100^\circ\text{C}$  という 4 つの試験雰囲気温度についてまとめたものを  $\delta_c$  値については Fig.6-6 に、 $J_c$  値については Fig.6-7 に示す。

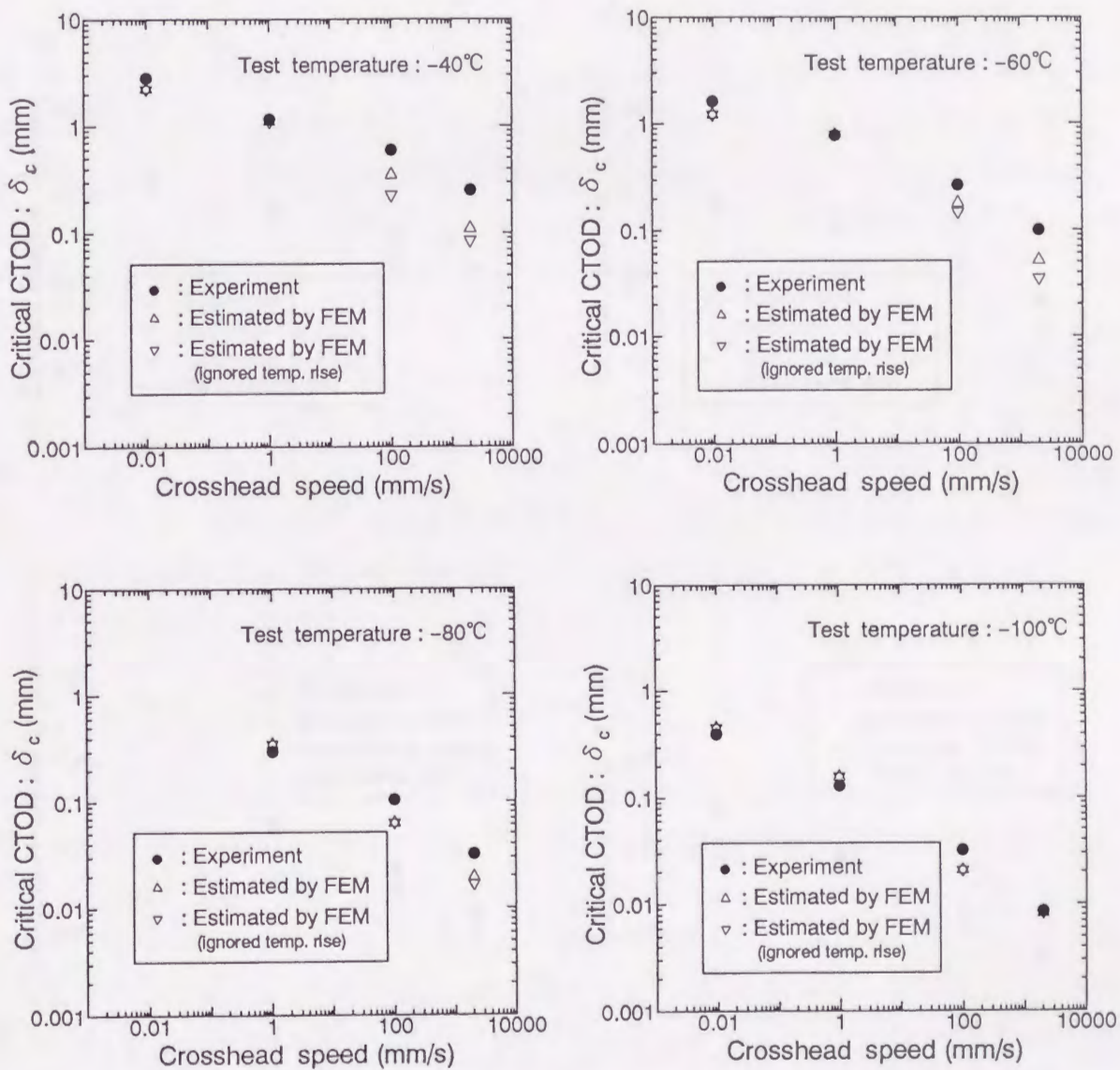


Fig.6-6 Comparison experimental critical CTOD and estimated one at arbitrary crosshead speeds from the quasi-static fracture toughness tests.



同図中には参考のために、塑性仕事による温度上昇を無視して破壊靱性値を推定した結果も示している。なお実験結果には多少のばらつきが生じている。そこで Fig.6-1 に実線、破線等で示しているようにアレニウス型の関係が成立するとして実験結果を補正し、この結果を Fig.6-6、Fig.6-7 では実験値として採用している。Fig.6-6、Fig.6-7 を見ると試験雰囲気温度が  $-80^{\circ}\text{C}$ 、 $-100^{\circ}\text{C}$  では実験値と推定値は良い一致を示している。しかし試験温度が  $-60^{\circ}\text{C}$ 、 $-40^{\circ}\text{C}$  と高温となり破壊靱性値が大きくなった場合には、高速条件下になるほど破壊靱性値の推定結果は実験結果よりも少し小さくなる傾向が認められる。

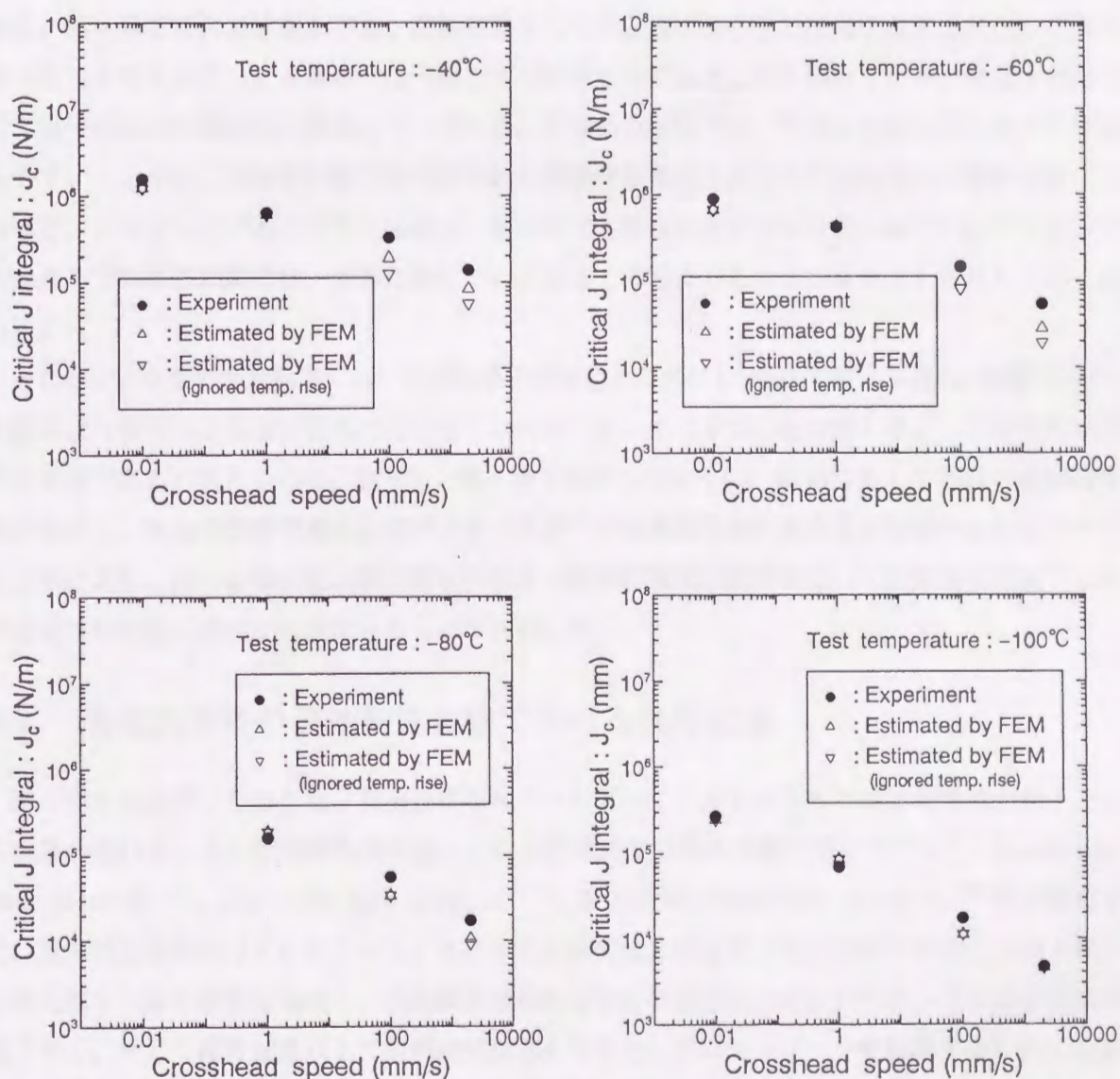


Fig.6-7 Comparison experimental critical CTOD and estimated one at arbitrary crosshead speeds from the quasi-static fracture toughness tests.



この理由としては、実験において実際に与えられた負荷速度が意図したものに比べて小さかったことが挙げられる。例えば、試験温度 $-40^{\circ}\text{C}$  負荷速度  $100\text{mm/s}$  の条件で行った実験について調査した結果、破壊発生時の実際の負荷速度は  $44.8\text{mm/s}$  であった。他の高速負荷速度での試験結果に対しても同様の結果を示していた。破壊靱性値は負荷速度の増加とともに減少することを考慮すれば Fig.6-6、Fig.6-7 において破壊靱性値の実験結果が推定結果よりも大きくなっているのは、実験において、破壊発生時の負荷速度が設定負荷速度に比べて小さくなったからであると考えられる。また、破壊発生時のき裂先端近傍における温度上昇量が少なく算定されていることも、破壊靱性値の推定結果が実験結果より小さく与えられた原因として考えられる。第4章での計算結果からも、高靱性領域になると高速条件下では局部温度上昇はかなり大きくなると考えられる。本解析では平面ひずみ条件で局部温度上昇を解析したが、試験片表面付近では平面応力状態に近い状態となっている。平面応力状態では、平面ひずみ状態に比べて変形しやすいことから、実際に試験片内で行われた塑性仕事量は平面ひずみ条件下での解析結果に比べると、大きなものであると考えられる。熱源となる塑性仕事量が少な目に与えられる平面ひずみ条件下での解析結果では、実際に生じている温度上昇量よりも小さな値が与えられたと考えられる。

ところで、今回の推定結果において実験値と推定値との差は CTOD で最大  $0.1\text{mm}$  程度であり、実験により得られる破壊靱性値にはかなりのばらつきが生じることも勘案すると、今回の推定結果は妥当であると考えられる。従って、第5章で提案したように、 $R_{\gamma}$  値に対して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である破壊パラメータがこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより、静的破壊靱性試験で得られる  $R \sim$  破壊靱性値の関係をを用いて任意負荷速度下における破壊靱性値の推定が可能であることが判明した。

#### 6.4 高速負荷時の破壊靱性試験で表れる臨界速度

第5章でも説明したように、負荷速度を増加させていくとあるところで破壊靱性値が最小となる現象が表れる。この破壊靱性値が最小となる負荷速度は臨界速度と呼ばれており、incubation time criterion<sup>11)</sup>、minimum time criterion<sup>12)</sup>、および structure time criterion<sup>13)</sup>等が提案され、定性的な説明が与えられている。すなわち比較的低負荷速度下では材料の降伏応力の上昇がき裂先端での塑性変形を拘束し、延性破壊機構から脆性破壊機構への移行に伴って破壊靱性値が低下する。そして臨界速度以上に負荷速度が速くなると、プロセスゾーンを破壊するために必要な時間に破壊時間が近づくために、見かけ上得られる破壊靱性値が急上昇すると解釈されている。

臨界速度が生じる現象は現時点では完全には理解されていないが、局部温度上昇効果は無視し、プロセスゾーン内ではき裂先端から射出された転位が結晶粒界や介在物に運動が阻止され、この阻止された転位の先端にへき開破壊の核を発生させるに十分な数の転位を堆積した後に破壊する



といった転位の動力学的立場からの議論がなされている。しかし第5章で述べたように、き裂先端近傍で行われる塑性仕事による局部温度上昇を考慮した  $R_{\gamma}$  値と破壊靱性値の間に一義的な関係が成り立つならば、臨界速度を生じる現象を説明できると考えられる。そこで第5章で述べた考え方に基づいて、臨界速度を生じる現象を定量的に評価する事を試みた。

解析対象は前節で解析を行った板厚  $75\text{mm}$  の HT-50 鋼であり、試験雰囲気温度を  $-40^{\circ}\text{C}$  とし、負荷速度  $5000\text{mm/s}$ 、 $8000\text{mm/s}$ 、 $10000\text{mm/s}$ 、 $20000\text{mm/s}$  での破壊靱性値 ( $\delta_c$  値) を前節と同様な方法で推定した。その結果を Fig.6-8 に示す。同図には前節で推定した負荷速度  $0.01\text{mm/s}$ 、 $1\text{mm/s}$ 、 $100\text{mm/s}$ 、 $2000\text{mm/s}$  の場合も示している。さらに同図には破壊発生時における、き裂先端近傍での温度上昇量の最大値も示している。

同図から、負荷速度  $8000\text{mm/s}$  付近で確かに破壊靱性値 ( $\delta_c$ ) が最小値を取ることがわかる。つまり臨界速度は約  $8000\text{mm/s}$  と見なせる。また、温度上昇量は負荷速度の増加に伴い、負荷速度  $8000\text{mm/s}$  の場合を除いて大きくなる傾向を示している。この理由は以下のように考えられる。 $R_{\gamma}$  値はひずみ速度とき裂先端近傍での塑性仕事による温度上昇量を考慮した温度の関数であり、負荷の初期段階ではき裂先端近傍での塑性仕事量が小さいこと、負荷速度の増加のためひずみ速度が大きくなることを考慮すれば、負荷の初期段階では  $R_{\gamma}$  値は負荷速度の増加に伴い小さくなり、温度上昇を十分生じる以前の低靱性レベルで破壊すると考えられる。すなわち、負荷速度が上昇するに従い、常に破壊発生時の局部温度上昇量が単調に増加するとは限らず、ひずみ速度が速くなるため温度上昇がかえって小さい状態で破壊にいたる場合もあることがわかる。

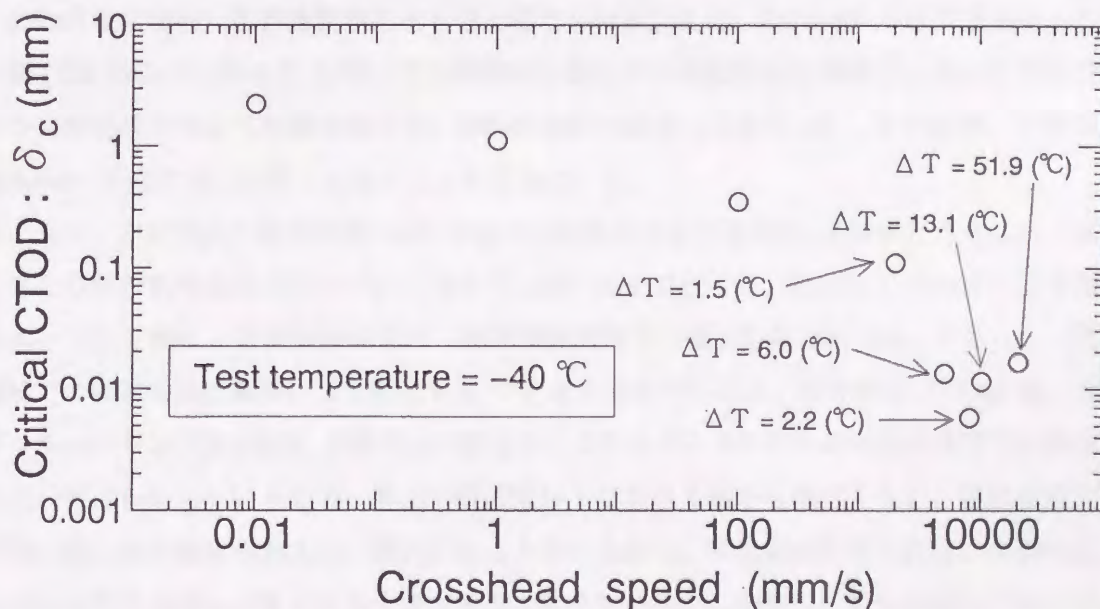


Fig.6-8 Estimation of the critical crosshead speed which minimize critical CTOD from the quasi-static fracture toughness tests and the result of FEM calculation .



一方、負荷速度  $10000\text{mm/s}$ 、 $20000\text{mm/s}$  の時は負荷の初期段階であっても単位時間あたりの塑性仕事 (塑性仕事速度) は、負荷速度  $8000\text{mm/s}$  の時よりも大きくなるために塑性仕事そのものが同レベルであれば大きな温度上昇を生じる。このために  $R_{\gamma}$  値も大きくなり破壊靱性値が上昇する。破壊靱性値が上昇すれば、破壊発生時までに行われた塑性仕事の量も大きくなるので、破壊発生時の温度上昇量も大きくなっている。

このようにき裂先端近傍では、破壊靱性値を律する  $R_{\gamma}$  値はひずみ速度と塑性仕事に起因する温度上昇との兼ね合いで複雑な変化をしているが、 $R_{\gamma}$  値に対して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である破壊パラメータがこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより、静的破壊靱性試験で得られる  $R$  ~ 破壊靱性値の関係をを用いれば、臨界速度を生じる現象を説明することができる。

本鋼材に対しての臨界速度を検討した実験結果は無いが、実験により臨界速度について検討しているものがいくつか報告されている。佐野<sup>10)</sup>は9%Ni鋼を用いて試験雰囲気温度 $-196^{\circ}\text{C}$ 、負荷速度  $0.1\text{mm/min}(=6\text{mm/s})$  から  $200\text{mm/min}(=12000\text{mm/s})$  の条件の下でシャルピー試験片を曲げ破壊させ、吸収エネルギー変化と負荷速度の関係を求めた。その結果、吸収エネルギーは負荷速度の増加に伴い低下するが、 $20\text{mm/min}(=1200\text{mm/s})$  で最小値を示し、それを超える速度では逆に、負荷速度とともに増加することを示した。また負荷速度  $20\text{mm/min}$  から  $100\text{mm/min}(=6000\text{mm/s})$  の間では、吸収エネルギーの負荷速度依存性はそれ以下の負荷速度の場合とは逆になっているが一部脆性破壊も残存していることから、負荷速度  $1200\text{mm/s}$  から  $6000\text{mm/s}$  を、吸収エネルギーの負荷速度依存性における遷移領域と考えた。本実験条件に対しては、この速度領域内に臨界速度があるものと考えられる。また、Kalthoff<sup>11)</sup>は高強度マルエージング鋼 (X2 NiCoMo18 9 5) を用いて片側貫通き裂を有する試験片を作成し、これに常温の下で種々の打撃速度を与えて衝撃破壊させ、動的破壊靱性値  $K_{Id}$  を算定した。その結果、打撃速度が  $1500\text{mm/s}$  付近で  $K_{Id}$  が最小となることを求めている。

ところで、本計算例の破壊時間 (負荷開始から破壊発生までの時間) を調査したところ、臨界速度と考えられる負荷速度  $8000\text{mm/s}$  においては約  $12\mu\text{s}$  であった。前述の Kalthoff による高強度マルエージング鋼による実験結果では、臨界速度領域での破壊時間は約  $10\mu\text{s}$  であった。臨界速度領域での破壊時間は鋼種により変化する<sup>14)</sup>と考えられているが、本計算例 (HT-50 鋼、 $-40^{\circ}\text{C}$ ) 及びマルエージング鋼 (室温) の降伏点の値を比べてみると、それぞれの試験条件下での具体的な降伏点の値はわからないものの、室温の静的条件下における値から推測すると、臨界速度での破壊時間が短いほど降伏点が高い傾向があると考えられる。降伏点が小さければ、き裂先端近傍でなされる塑性仕事も大きくなり大きな温度上昇を生じる。この結果、負荷過程中に靱性値が回復するため破壊時間も長くなると考えられる。破壊時間に関する上記の考え方の妥当性の定量的な検討は今後の課題である。



試験雰囲気温度や供試鋼材の靱性レベルが異なることから、彼らの実験結果と今回推定された臨界速度の値や破壊時間を比べることは一概にはできない。しかし、 $R_y$ 値に対応して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である破壊パラメータがこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより臨界速度が生じる現象を説明できることが判明した。

## 6.5 結言

過去に行われた静的破壊靱性試験の結果より、破壊靱性値が降伏点の一義的関数となっていることに着目して、破壊発生点の降伏点が破壊靱性値を律すると想定し、破壊発生点となるき裂先端近傍の降伏点の挙動を調査することにより、任意負荷速度下における破壊靱性値を定量的に推定することを試みた。降伏点は動的条件下では $R$ 値の関数であることと、破壊が生じると考えられるIDNZ内において $R$ 値がほぼ一定に保持されることから動的問題では破壊靱性値はIDNZ内でほぼ一定に保持されている $R$ 値( $R_y$ 値)の関数として表される。そこで第一に破壊が発生したときの $R_y$ 値と破壊靱性値との関係を調査し、次に静的破壊靱性試験の結果及び有限要素解析から得られた $R_y$ ～破壊靱性値との関係を利用して任意負荷速度下における破壊靱性値を推定し、過去に行われた任意負荷速度下における破壊靱性試験結果との対比検討を行った。またこの考え方に従い、破壊靱性値が最小となる臨界速度を生じる現象を説明できるか否かの検討も行った。得られた結果を要約すれば以下の通りである。

- (1)  $R_y$ 値に対して固有の破壊靱性値が存在する。
- (2) 静的条件といえどもき裂先端近傍では高ひずみ集中のため、ひずみ速度が速くなり、それが破壊靱性値に影響を与えており、従来得られている破壊靱性値のばらつきの原因の中の一つの大きな要因となっているものと考えられる。
- (3) 静的破壊靱性試験の結果及び有限要素解析結果より得られた $R_y$ ～破壊靱性値の関係をを用いることにより任意負荷速度下における破壊靱性値を推定することが可能である。
- (4)  $R_y$ 値に対応して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である破壊パラメータがこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより臨界速度が生じる現象を説明できる。

## 第6章 参考文献

- 1) P.E.Bennet,G.M.Sinclar : Parameter Representation of Low-Temperature Yield Behavior of Body-Centered Cubic Transition Metals, ASME paper 65-MET-11 (1965)
- 2) 豊貞雅宏, 藤井英輔, 野原和宏, 川口喜昭, 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), p.367



- 3) J.R.Rice, 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., McGraw-Hill (1970), p.641
- 4) T.Ishikawa : Fracture Behavior in Steels and Weld Metals for Low Temperature Services, A dissertation submitted for the Degree of Doctor of Philosophy in the University of Cambridge (1989)
- 5) 氷海構造物共同研究会 : “氷海構造物鋼板の破壊靱性に関する共同研究” 報告書, (1987.3)
- 6) British Standards Institution , BS 5762 : Method for Crack Opening Displacement (COD) Testing (1979)
- 7) ASTM Designation E 399-83 : Standard Test Method for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials, ASTM (1983)
- 8) J.E.Mercle, H.T.Corten : A J-Integral Analysis for the Compact Specimen Considering Axial Force as well as Bending Effects, Trans. ASME, Ser. J., Vol.98, No.4 (1974), p.286
- 9) 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
- 10) 佐野謙一 : 9%Ni 鋼の破壊靱性に及ぼすき裂先端における温度上昇の影響, 鉄と鋼, No.2(1987), p.380
- 11) J.F.Kalthoff : Fracture behavior under high rates of loading, Engineering fracture mechanics, Vol.23, No.1, (1986), p.289
- 12) H.Homma, D.A.Shockey and S.Hada : Minimum time criterion for crack instability in structural materials, ASTM STP905, (1986), p.683
- 13) N.F.Morosov, Yu.V.Petrov and A.A.Utkin : Modelling of fast fracture of brittle solids, Puzpcuchue hu onyda, No.302 ot 17.10.8
- 14) 本間寛臣 : 衝撃荷重による材料の破壊, 材料, Vol.40, No.453 (1991), p.755



## 第7章

### 破壊靱性値に及ぼす負荷速度の影響の簡易推定手法について

#### 7.1 緒言

第6章では、通常破壊が発生すると考えられる IDNZ 内で、 $R$ 値がほぼ一定の値を取ることに着目し、破壊靱性値はこの  $R$ 値 (以下  $R_\gamma$ 値と記す) と一義的な関係を有すると考え、任意負荷速度下の破壊靱性値を推定することを試み、推定値と実験値はよい一致を示した。従って、破壊靱性値とこの  $R_\gamma$ 値に一義的な関係があると考えることにより、破壊靱性値に及ぼす負荷速度の影響が定量的に評価できることが判明した。

ところでこの手法においては、 $R_\gamma$ 値を第3章で述べた動的熱弾塑性有限要素法を用いて算定する必要がある。しかしこの有限要素解析には、計算時間などの面で膨大な労力を必要とするため、実際の設計に際し、この手法を適用することは一般には難しい。従って、より簡易的に  $R_\gamma$ 値を算定する手法の開発が必要である。このためには  $R$ 値を決定する2つの因子である、き裂先端近傍でのひずみ速度、局部温度上昇量を簡易的に推定する手法の開発が必要となる。

また、第5章、第6章の結果から IDNZ 内では  $R$ 値はほぼ一定なので、IDNZ のどこか一点について  $R$ 値を簡易推定できればその点での  $R$ 値が IDNZ 内の  $R$ 値を代表する値と考えることができる。そこでこの代表値として、IDNZ 先端の  $R$ 値を採用することにする。

本章では、き裂先端近傍での  $R$ 値を決定する2つの因子であるき裂先端近傍でのひずみ速度、局部温度上昇量を簡易的に推定する手法の開発を試み、この簡易推定されたひずみ速度、局部温度上昇量から IDNZ 先端の  $R$ 値を算定し、これを  $R_\gamma$ 値と考え、この値の妥当性を第6章の動的熱弾塑性有限要素解析結果の  $R_\gamma$ 値との比較により検討した。さらに、この  $R_\gamma$ 値を用いて、静的～動的の広範囲にわたり破壊靱性値が  $R_\gamma$ 値の一義的関数として表現できるかを検討した。



## 7.2 き裂先端近傍におけるひずみ速度の簡易推定法

前節で述べたように、破壊靱性値と一義的な関係を有する  $R_y$  値を簡易推定するためには、き裂先端近傍のひずみ速度、局部温度上昇量の2つを簡易推定する必要がある。本節ではき裂先端近傍のひずみ速度の簡易推定法について述べる。

豊貞ら<sup>1)</sup>は各種負荷速度下で COD 試験片を破断しないように負荷し、き裂先端近傍のき裂線上の硬さ分布を調査し、その結果  $6m/s$  程度の高速条件下でも近似的に HRR 特異場<sup>2) 3)</sup>が存在することを明らかにし、この HRR 解を基にして最大の三軸拘束が生じると考えられる IDNZ の先端 (Q 点) でのひずみ速度を (7.1) 式で与えている。ところで Hutchinson の与えた応力、ひずみの解は一部のひずみ硬化係数に対してしか与えられていない。そこで、彼の与えた応力関数に関する積分方程式を数値積分により解くことで広範囲のひずみ硬化係数に対する応力、ひずみの解を求め直した。さらに破壊挙動を検討するとき、き裂線上の応力、ひずみが問題となるためき裂線上における解をひずみ硬化係数に対し多項式近似した。この結果を以下に示す。

なお、き裂先端近傍の応力～ひずみ場である HRR 特異場および応力関数を解き直した結果については付録 A で説明する。

$$\dot{\epsilon}_Q = \begin{cases} \frac{1}{N+1} f(N) \epsilon_\infty^{-\frac{N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ \frac{\bar{\epsilon}}{N+1} \left(\frac{M}{1.9I}\right)^{\frac{N}{N+1}} \left(\frac{\pi}{\epsilon_Y}\right)^{\frac{1}{N+1}} \epsilon_\infty^{\frac{1-N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases} \quad (7.1)$$

$$\text{ただし } f(N) = F \frac{\bar{\epsilon}}{2\pi} \left(\frac{M}{1.9I}\right)^{\frac{N}{N+1}} \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N+4/N}} \right\}^{\frac{1}{N+1}}$$

$$\bar{\epsilon} = \begin{cases} 0.82020 - 0.21718/N - 0.41565/N^2 & (\text{plane stress}) \\ 0.0057541 + 0.10816/N - 0.21970/N^2 & (\text{plane strain}) \end{cases}$$

$$I = \begin{cases} 2.5034 + 5.1180/N - 3.3272/N^2 & (\text{plane stress}) \\ 3.8830 + 6.8988/N - 5.6685/N^2 & (\text{plane strain}) \end{cases}$$

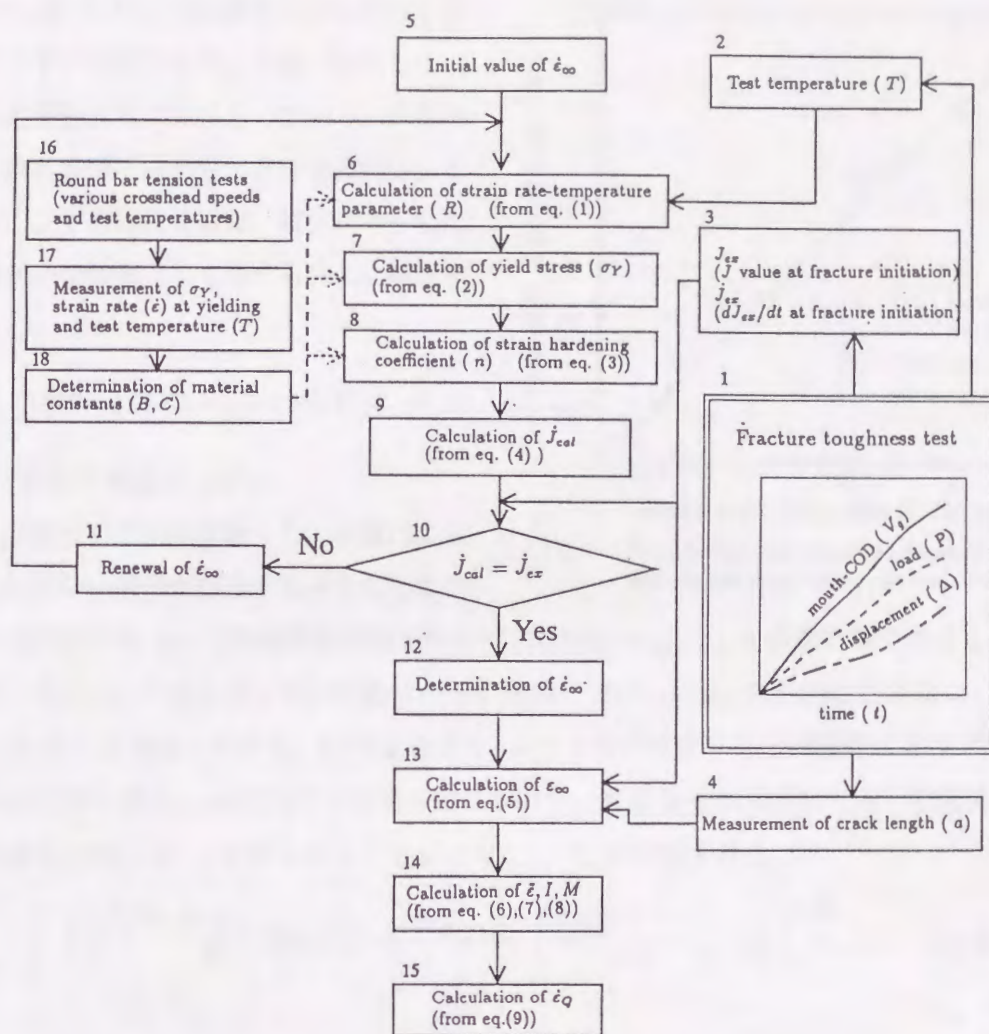
$$M = 5.6919 - 1.1205/N + 0.96212/N^2$$

$$N = 1/n \quad (n: \text{ひずみ硬化係数})$$

$$\epsilon_Y : \text{降伏ひずみ} (= \sigma_Y/E \quad \sigma_Y: \text{降伏点}, E: \text{ヤング率})$$

$$F : \text{強度係数}$$





$$(1) R = T \ln(1.0 \times 10^6 / \dot{\epsilon})$$

$$(2) \sigma_Y = B \exp(C/R)$$

$$(3) n = -0.11097 + 169.63/\sigma_Y - 19580/\sigma_Y^2 \quad (N = 1/n)$$

$$(6) \bar{\epsilon} = \begin{cases} 0.82020 - 0.21718/N - 0.41565/N^2 & (\text{plane stress}) \\ 0.0057541 + 0.10816/N - 0.21970/N^2 & (\text{plane strain}) \end{cases}$$

$$(7) I = \begin{cases} 2.5034 + 5.1180/N - 3.3272/N^2 & (\text{plane stress}) \\ 3.8830 + 6.8988/N - 5.6685/N^2 & (\text{plane strain}) \end{cases}$$

$$(4) j = \begin{cases} \left(\frac{1}{F}\right)^{\frac{1}{N}} \frac{N+1}{N} (Ea)^{\frac{N}{N+1}} \epsilon_Y^{\frac{N-1}{N+1}} J^{\frac{1}{N+1}} \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{\pi}{N} \right\}^{\frac{N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ \frac{1}{2\sqrt{\pi E a} j \dot{\epsilon}_\infty} & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases}$$

$$(8) M = 5.6919 + 1.1205/N + 0.96212/N^2$$

$$(5) J = \begin{cases} \left(\frac{1}{F}\right)^{\frac{1}{N}} \sigma_Y \epsilon_Y a \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{\pi}{N} \right\} \left(\frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_Y}\right)^{\frac{N+1}{N}} & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ E \pi a c_\infty^2 & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases}$$

$$(9) \dot{\epsilon}_Q = \begin{cases} \frac{1}{N+1} f(N) \epsilon_\infty^{-\frac{N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ \frac{\bar{\epsilon}}{N+1} \left(\frac{M}{1.91}\right)^{\frac{N}{N+1}} \left(\frac{\pi}{\epsilon_Y}\right)^{\frac{1}{N+1}} \epsilon_\infty^{\frac{1-N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases}$$

$$f(N) = F \left(\frac{\bar{\epsilon}}{2\pi}\right) \left(\frac{M}{1.91}\right)^{\frac{N}{N+1}} \left(\frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{4}{N}\right)^{\frac{1}{N+1}}$$

Fig.7-1 Scheme of calculation procedure for strain rate at the tip of IDNZ ( $\dot{\epsilon}_Q$ ).



ここで $\epsilon_\infty$ および $\dot{\epsilon}_\infty$ は破壊発生点におけるひずみ及びひずみ速度であり、き裂が存在しないとして応力解析より求まるものである。すなわち通常的设计段階で求められるものと対応している。またひずみ硬化係数は、第2章で示したように降伏点の関数として与えられる。再記すると、

$$n = -0.11097 + 169.63/\sigma_Y - 19580/\sigma_Y^2 \quad (7.2)$$

(ただし、応力の単位は [MPa])

しかし試験片の平行部を長くし、き裂による応力の乱れがない部分が存在するようにした中

央貫通き裂試験片を用いて破壊靭性試験を行えば(7.1)式の $\epsilon_\infty$ 、 $\dot{\epsilon}_\infty$ を直接計測できることになるが通常用いられる(三点曲げ)COD試験片やCT試験片では $\epsilon_\infty$ 、 $\dot{\epsilon}_\infty$ の計測は行えない。

この場合  $P \sim V$  曲線 ( $P$ : 荷重、 $V$ : 荷重点変位) より  $J$  値が求まりその時間変化より  $\dot{J}$  が求まる。そして一様引張ひずみ $\epsilon_\infty$ が作用する貫通き裂において、豊貞ら<sup>1)</sup>が導出した以下の関係式に計測された破壊発生時の  $J$ 、 $\dot{J}$  を代入することにより $\epsilon_\infty$ 、 $\dot{\epsilon}_\infty$ が求められる。

$$j = \begin{cases} \left(\frac{1}{F}\right)^{\frac{1}{N}} \frac{N+1}{N} (Ea)^{\frac{N}{N+1}} \epsilon_Y^{\frac{N+1}{N+1}} J^{\frac{1}{N+1}} \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{\pi}{N} \right\}^{\frac{N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ 2\sqrt{\pi E a J \dot{\epsilon}_\infty} & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases} \quad (7.3)$$

$$J = \begin{cases} \left(\frac{1}{F}\right)^{\frac{1}{N}} \sigma_Y \epsilon_Y a \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{\pi}{N} \right\} \left(\frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_Y}\right)^{\frac{N+1}{N}} & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ E \pi a \epsilon_\infty^2 & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases} \quad (7.4)$$

ただし  $a$  : き裂長さ

この時の $\dot{\epsilon}_Q$ を決定するための流れを Fig.7-1 に示す。 $N$  値、 $\epsilon_Y$  値は降伏点の関数であるので試験温度だけでなくひずみ速度の関数となる。以上のような方法により IDNZ 先端におけるひずみ速度 $\dot{\epsilon}_Q$ が簡易的に求めることができる。なお(7.1)、(7.3)、(7.4)の導出方法については、付録Bで説明する。

次にこのようにして計算されたひずみ速度 $\dot{\epsilon}_Q$ が妥当な値を与えるか否かを検討した。Fig.7-2は第6章で解析を行った任意負荷速度下における破壊靭性試験で得られたデータを用いて、(7.1)~(7.4)式より計算された、破壊発生時の $\dot{\epsilon}_Q$ とFEM解析により得られた $\dot{\epsilon}_Q$ とを比べたものである。同図を見てもわかるように、上記の手法とFEM解析結果とはよい一致を示している。従って、上記の手法を用いることにより、IDNZ先端におけるひずみ速度 $\dot{\epsilon}_Q$ を簡単に計算することが可能である。

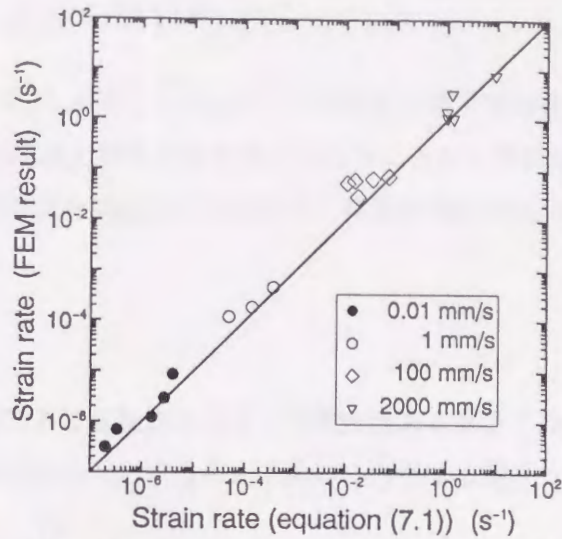


Fig.7-2 Relation between strain rate calculated by FEM and one calculated by the equation (7.1).



### 7.3 き裂先端近傍における局部温度上昇の簡易推定法

前節ではき裂先端近傍におけるひずみ速度 (IDNZ 先端のひずみ速度) の簡易的な推定手法を述べた。従ってき裂先端近傍 (IDNZ 先端) での局部温度上昇量の簡易推定を行うことが出来れば、 $R_7$  値の簡易推定が可能になる。そこで、本節ではき裂先端近傍の局部温度上昇量の簡易推定法を提案し、その妥当性について検討する。

#### 7.3.1 塑性域の近似

局部温度上昇量を算定するためには、その熱源であるき裂先端近傍での塑性仕事を算定することが必要になる。系に作用する外力を  $P$ 、荷重点変位を  $V$  とすると、系全体に作用する塑性仕事  $W_p$  は、

$$W_p = \int P dV_p \quad (7.5)$$

ただし、 $V_p$  : 荷重点変位の塑性分

として与えられる。き裂材においては系全体でなされる塑性仕事の大半は、き裂先端近傍で消費されると考えられる。

また塑性仕事の一部は転位密度の増加や音の発生などに費やされ、第4章の結果より塑性仕事の9割が熱に変換されることが判明している。この  $W_p$  の9割がき裂先端近傍での塑性仕事による発熱のエネルギーにほぼ等しいと仮定する。

き裂先端近傍に生じる塑性域の形状は一般に複雑な形をしており、弾塑性 FEM 解析などの離散化解析結果から決定される。そこで塑性域の形状についても近似を行う。弾性応力が

von Mises の降伏条件を満たす点の軌跡を求めてみると、モード I の場合 Fig.7-3 の実線のようなになる<sup>4)</sup>。Fig.7-3 を見るとわかるように、塑性域の形状は弾性応力分布を基にして考えたときであっても簡単に表現することは難しい。実際には、塑性変形がき裂先端から徐々に進行し、応力の再配分の影響により塑性域形状は Fig.7-3 とは異なる。

そこで、簡単のため塑性域をき裂先端を原点とする半径  $r_p$  の円として近似することにした。ここで半径  $r_p$  については、弾性応力分布で von-Mises の降伏条件を満たす点までのき裂線上の距離を、Irwin が行った荷重平衡に基づいて補正したものを採用する。また平面ひずみ条件では、荷

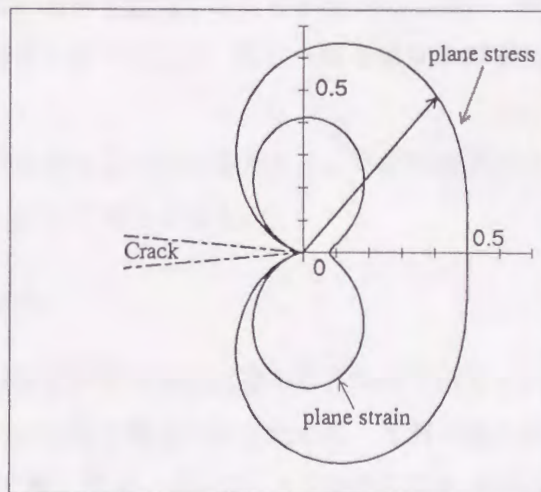


Fig.7-3 Shape of plastic zone satisfied the criteria of von Mises. (Mode I)



重平衡に基づき補正は簡単には行えない。そこで実際には、塑性域周辺の弾性域による拘束のため、平面応力条件の時と比べ降伏点が見かけ上、上昇したとみなして導出された塑性域寸法が便宜的に用いられている<sup>5)</sup>ので、これを採用する。

以上の結果、 $r_p$ を次式のように与える。

$$r_p = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_Y} \right)^2 & (\text{plane stress}) \\ \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_Y} \right)^2 & (\text{plane strain}) \end{cases} \quad (7.6)$$

この近似は、実際の塑性域形状とは異なっている。しかし今問題としているのはき裂線上での温度分布であるので、き裂線上での塑性域寸法をほぼ正確に与える上記の近似法で妥当な温度上昇の計算ができるものと期待される。

### 7.3.2 塑性仕事分布の近似

次に、塑性仕事が塑性域内でどのように分布しているかを近似することが必要になるが、前節で考えた塑性域中に塑性仕事  $W_p$  をどのように分布させるかにより、算定される温度上昇量はかなり異なってしまう。

従って実際の塑性仕事分布により近い分布形に近似することが必要である。単位体積あたりの塑性仕事  $w_p$  は応力を  $\sigma$ 、塑性ひずみを  $\varepsilon_p$  とすれば、次式で与えられる。

$$w_p = \int \sigma d\varepsilon_p$$

そこで上式の形を考慮して、塑性仕事分布が応力分布とひずみ分布の積の形と同様であると仮定して、塑性仕事分布の近似を行うことにする。さらに近似を簡単に行うために、き裂先端を原点とする極座標を考えたとき、塑性仕事分布は  $\theta$  方向に関しては一様とし、 $r$  方向のみ変化させることにした。

き裂先端近傍に生じる応力分布は、静的問題においては Hutchinson および Rice、Rosengren が J 積分との関連で求めており、いわゆる HRR 特異性を有することが知られている。これは 7.2 でも述べたように  $6m/s$  程度の高速負荷条件下でも成立する。また、付録 A に示すようにき裂先端からの距離を  $r$  とすると、HRR 特異場での応力分布は  $r^{-\frac{1}{N+1}}$ 、ひずみ分布は  $r^{-\frac{N}{N+1}}$  に比例する。ただし、この HRR 特異性は IDNZ 内では成立しないことを、河野<sup>6)</sup>は弾塑性 FEM 解析結果より示している。そこで、塑性仕事の分布が IDNZ の中と外の塑性域内では異なると考え、まず IDNZ 外の塑性仕事分布の関数形について考える。塑性域先端では塑性仕事が 0 となること、塑性仕事は応力とひずみの積の次元で与えられることを考慮すると、IDNZ 外の塑性域における



塑性仕事の分布関数  $g(r)$  は上式より

$$g(r) = b \left\{ \left( \frac{1}{r} \right) - \left( \frac{1}{r_p} \right) \right\} \quad (r \leq r_p) \quad (7.7)$$

とおける。ここで、

$b$  : 定数

$r_p$  : き裂先端から塑性域先端までの距離

次に、IDNZ 内の塑性仕事分布の関数形について考える。IDNZ 内のき裂線上で、き裂線に垂直方向の応力分布は、き裂先端が半径  $\rho$  の半円弧状 ( $2\rho$  が CTOD に対応する) であると仮定すれば Fig.7-4 に示すような対数らせんすべり線場が形成され、き裂線垂直方向の応力  $\sigma_y$  は次式で与えられる<sup>7)</sup>。

$$\sigma_y = 2k \left\{ 1 + \ln \left( \frac{r}{\rho} \right) \right\} \quad (7.8)$$

$$\text{ここで、} k : \text{せん断降伏応力} = \begin{cases} \frac{1}{2}\sigma_Y & (\text{Tresca's yield criterion}) \\ \frac{1}{\sqrt{3}}\sigma_Y & (\text{von-Mises' yield criterion}) \end{cases}$$

$\sigma_Y$  : 単軸引張下での降伏点

また、IDNZ 内のひずみ分布については上述のように HRR 特異性は消滅するものの、河野の結果を見ると IDNZ 内のひずみ勾配が HRR 解に比べ  $1/\zeta$  倍 ( $\zeta$  は定数) となっていることが予想される。つまり、IDNZ 内のひずみ分布は

$$\varepsilon_{ij} \propto \left( \frac{1}{r} \right)^{\frac{N}{\zeta(N+1)}}$$

となっていると考えられる。

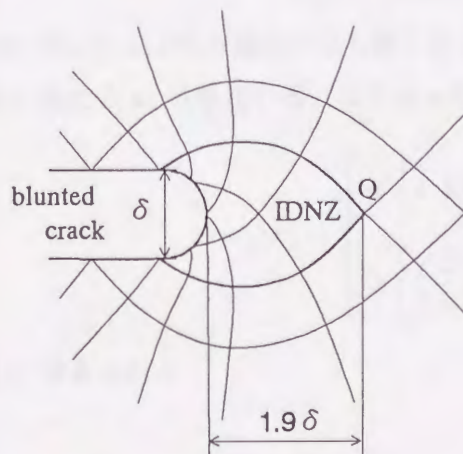


Fig.7-4 Crack tip blunting creates a small region of intense deformation ahead of the crack.

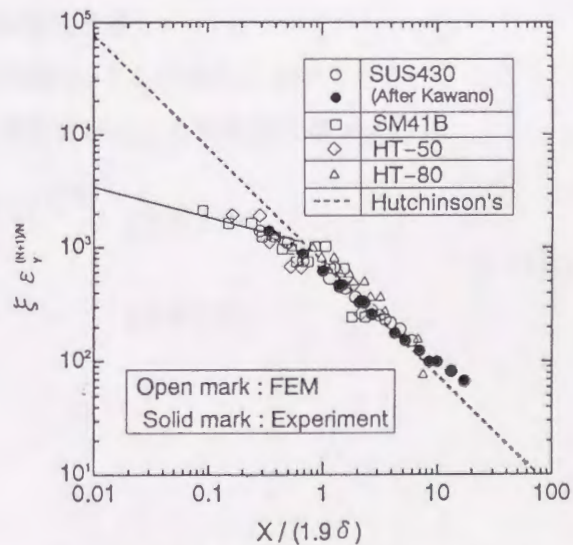


Fig.7-5  $\xi \varepsilon_y^{(N+1)/N}$  distributions along the crack line.



そこでこの $\zeta$ の値を決定するために降伏点の異なる軟鋼 (SM41B)、HT50 鋼、HT-80 鋼について常温 (20°C) 静的条件下で弾塑性 FEM 解析を行った。ここで $\zeta$ を調査するために、付録 A の (A.2) 式を変形し以下の形で表した。

$$\frac{1}{r} = \xi \varepsilon_y \frac{N+1}{N} \quad \left( \xi = \frac{F \cdot \sigma_Y \cdot \varepsilon_Y \cdot I}{J} \left[ \frac{1}{\tilde{\varepsilon}_{ij} \cdot F \cdot \varepsilon_Y} \right]^{\frac{N+1}{N}} \right)$$

その結果を Fig.7-5 に示す。なお同図には、河野による結果も掲載している。Fig.7-5 からわかるように $\zeta$ の値は $\zeta = 4.5$  でほぼ一定であった。そこで $\zeta = 4.5$  として以下の解析を行うことにした。

以上の結果、IDNZ 内の応力、ひずみ分布に基づいて IDNZ 内の塑性仕事の分布関数  $g(r)$  を求めると、以下の形で与えることができる。

$$g(r) = a \left\{ 1 + \ln \left( \frac{r}{\rho} \right) \right\} \left( \frac{1}{r} \right)^{\frac{N}{\zeta(N+1)}} \quad (7.9)$$

ここで  $a$  : 定数

ところで上記のように与えた塑性仕事分布 ((7.7) 式、(7.9) 式) 中の未定係数  $a$ 、 $b$  は以下のようにして与えられる。第 1 に IDNZ 先端で (7.7) 式、(7.9) 式が連続であること、第 2 にこの 2 式の塑性仕事分布から求められる塑性仕事  $W_p$  であることである。その条件を表すと以下のようになる。

$$a \left\{ 1 + \ln \left( \frac{R}{\rho} \right) \right\} \left( \frac{1}{R} \right)^{\frac{N}{\zeta(N+1)}} = b \left\{ \left( \frac{1}{R} \right) - \left( \frac{1}{r_p} \right) \right\} \quad (7.10)$$

$$2\pi \left[ \int_0^R a \left\{ 1 + \ln \left( \frac{r}{\rho} \right) \right\} \left( \frac{1}{r} \right)^{\frac{N}{\zeta(N+1)}} r dr + \int_R^{r_p} b \left\{ \left( \frac{1}{r} \right) - \left( \frac{1}{r_p} \right) \right\} r dr \right] = W_p \quad (7.11)$$

$R$  : き裂先端から IDNZ 先端までの距離

$W_p$  : 系全体に与えられる塑性仕事

(7.10) 式、(7.11) 式を連立させて解くことにより未定係数  $a$ 、 $b$  を求めることができる。このように決定された  $a$ 、 $b$  を用いることによって  $r = x$  での単位体積当たりの塑性仕事  $w_p(x)$  は

$$w_p(x) = \begin{cases} a \left\{ 1 + \ln \left( \frac{x}{\rho} \right) \right\} \left( \frac{1}{x} \right)^{\frac{N}{\zeta(N+1)}} & (\text{IDNZ 内}) \\ b \left\{ \left( \frac{1}{x} \right) - \left( \frac{1}{r_p} \right) \right\} & (\text{IDNZ 外}) \end{cases} \quad (7.12)$$

として与えられる。



### 7.3.3 温度上昇量の計算法

単位時間あたりの塑性仕事 (塑性仕事速度) を  $f(x, y, t)$  とすると、温度上昇量  $T(x, y, t)$  は次の偏微分方程式の解として与えられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 u + \frac{f(x, y, t)}{c\rho} \quad (7.13)$$

Carslaw と Jaeger<sup>8)</sup> は無限板の 1 点に瞬時に熱が与えられた場合について、(7.13) 式の解を与えており、熱源  $f(x, y, t)$  がある範囲に連続的に与えられる場合はこの解を重ね合わせることにより、時刻  $t$  での点  $(x_0, y_0)$  における温度上昇量  $T(x_0, y_0, t)$  は次式で与えられる<sup>9)</sup>。

$$T(x_0, y_0, t) = \int_0^t \left\{ \iint_{A_p(\tau)} \frac{\alpha f(x, y, \tau)}{c\rho} \exp \left[ -\frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{4\kappa(t - \tau)} \right] dx dy \right\} \times \frac{d\tau}{4\pi\kappa(t - \tau)} \quad (7.14)$$

ただし、 $A_p(\tau)$  : 熱源の広さ

ここで、(7.14) 式中の  $\alpha$  は第 4 章で検討した塑性仕事熱に変換される割合を表し、 $\alpha = 0.9$  であった。

極座標に変換すると

$$T(r_0, \theta_0, t) = \int_0^t \left\{ \iint_{A_p(\tau)} \frac{\alpha f(r, \theta, \tau)}{c\rho} \exp \left[ -\frac{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta - \theta_0)}{4\kappa(t - \tau)} \right] r dr d\theta \right\} \times \frac{d\tau}{4\pi\kappa(t - \tau)} \quad (7.15)$$

(7.15) 式の  $f(r, \theta, \tau)$  として  $w_p(r)$  の時間変化  $h(r, \tau)$  を用いると、点  $(r_0, \theta_0)$  の時刻  $t$  での温度上昇  $T(r_0, \theta_0, t)$  は、

$$T(r_0, \theta_0, t) = \int_0^t \left\{ \int_0^{r_p} r \frac{\alpha h(r, \tau)}{c\rho} \left\{ \int_{-\pi}^{\pi} \exp \left[ -\frac{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta - \theta_0)}{4\kappa(t - \tau)} \right] d\theta \right\} dr \right\} \times \frac{d\tau}{4\pi\kappa(t - \tau)} \quad (7.16)$$

ここで  $c$  : 比熱  
 $\rho$  : 密度  
 $\kappa$  : 熱拡散率

として与えられる。



### 7.3.4 温度上昇量の計算例

7.3.1、7.3.2、7.3.3 で述べた考え方に従うことにより、き裂先端近傍での温度上昇量を推定することができる。

そこで、この温度上昇の推定手法の妥当性について第4章で行ったき裂先端近傍の局部温度上昇量の計測結果及びFEM解析結果と対比することにより検討した。

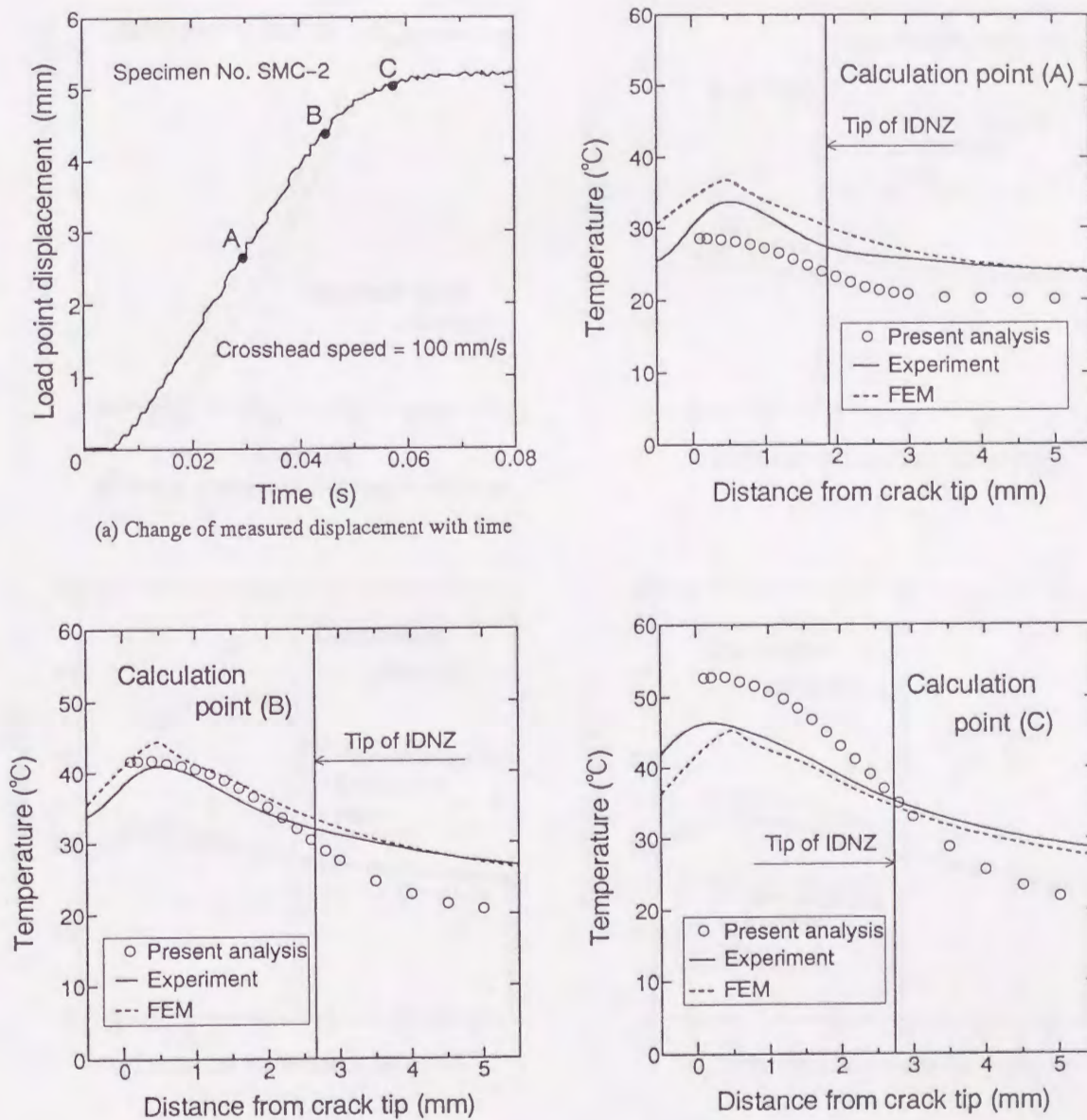


Fig.7-6 Calculated results of temperature distributions near the crack tip .  
(SM41B , crosshead speed = 100 mm/s)



Fig.7-6には、第4章のSMC-2試験片を用いた実験(負荷速度100mm/s)で計測された軟鋼(SM41B)の時間~荷重点変位曲線と、同図(a)中に示した点A~Cの時点の温度を計算した結果を実験値、FEM解析結果と共に示している。ここで熱源となる塑性仕事は、実験で計測された荷重-荷重点変位曲線から算定している。

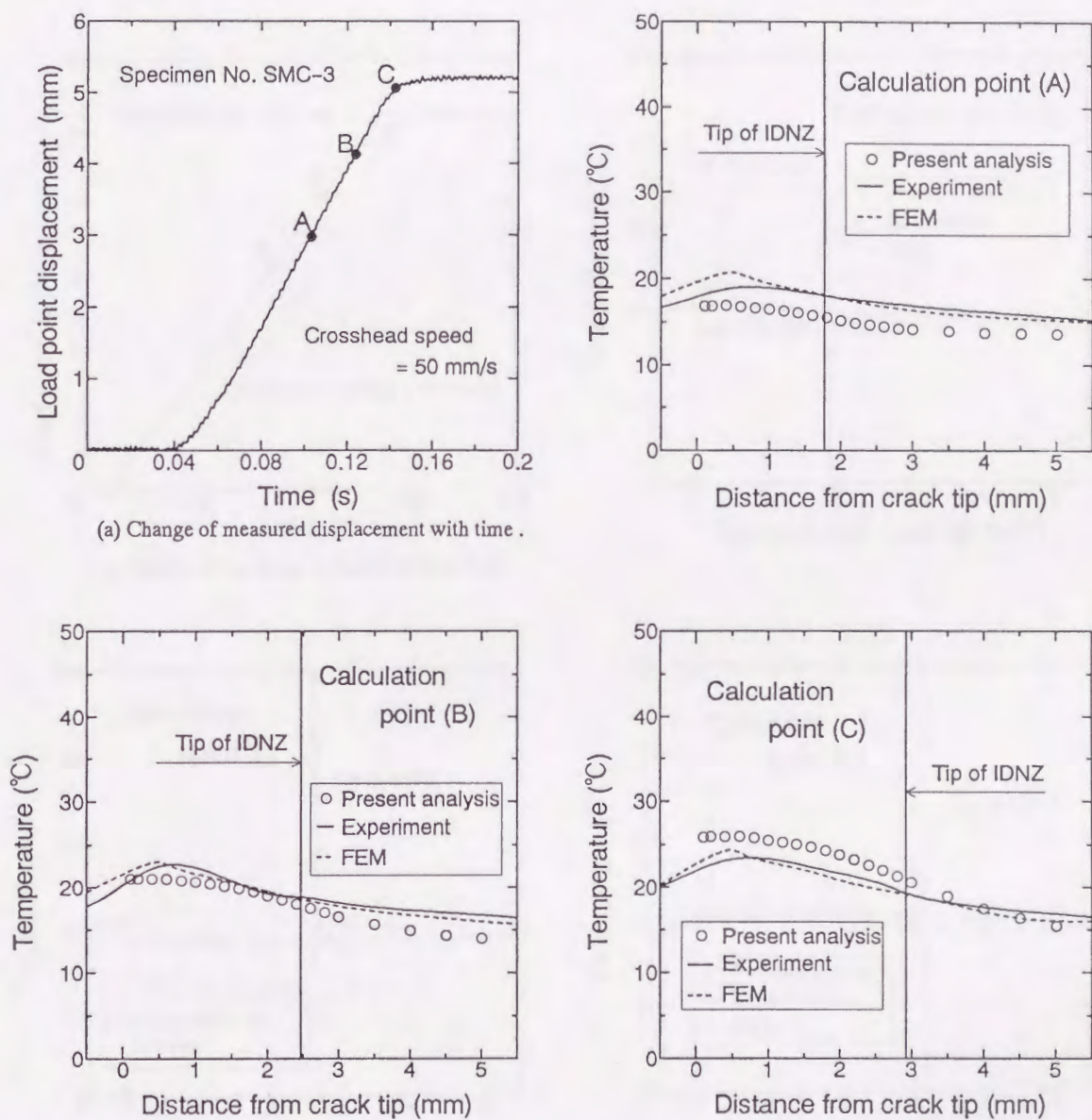
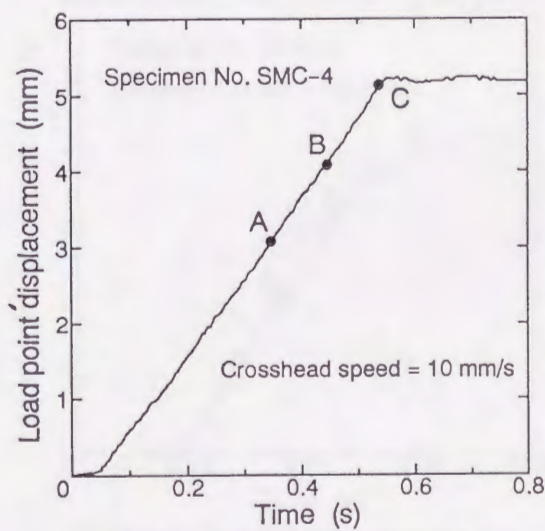


Fig.7-7 Calculated results of temperature distributions near the crack tip .  
(SM41B , crosshead speed = 50 mm/s)



また、本試験片が板厚 3mm と十分に薄いため、平面応力状態を想定して塑性域形状を与えている。同様の結果を軟鋼 (SM41B) に関しては Fig.7-7 ~ Fig.7-9 に、HT-80 鋼に関しては Fig.7-10 ~ Fig.7-12 に示す。Fig.7-6 ~ Fig.7-12 を見ると、本節で提案した計算法は実験結果および FEM 解析に比べると、負荷の進行に伴い IDNZ 内では高めの IDNZ 外では低めの値を与えている。



(a) Change of measured displacement with time

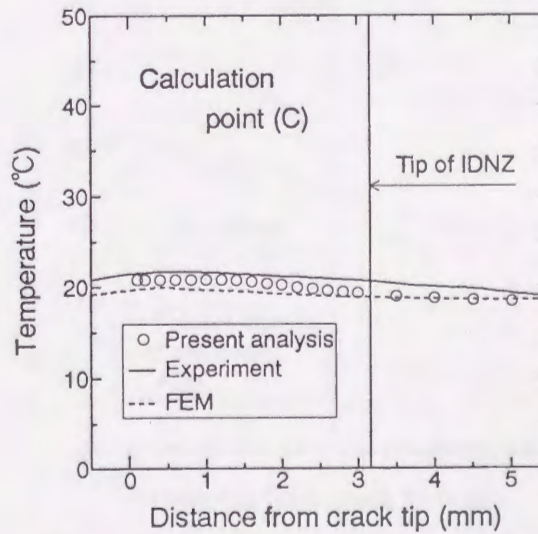
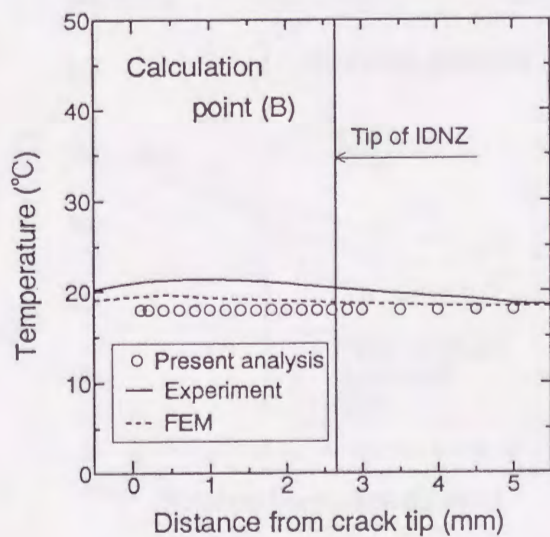
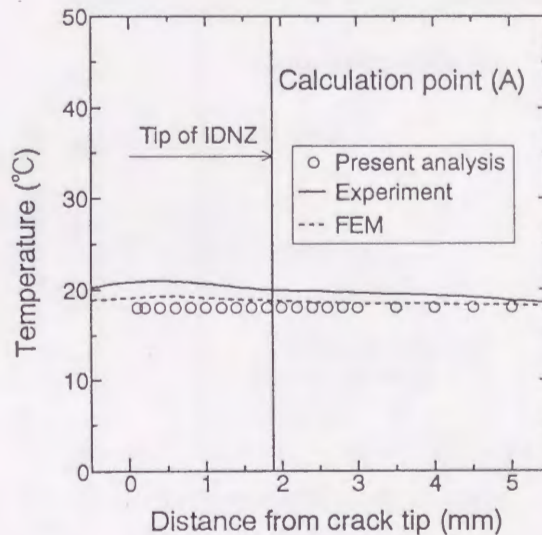
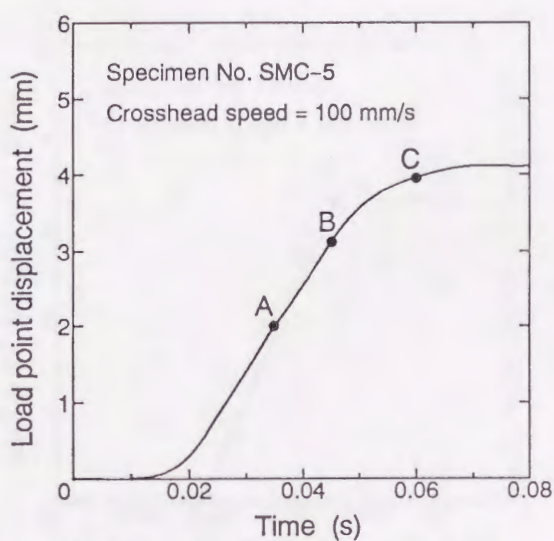


Fig.7-8 Calculated results of temperature distributions near the crack tip .  
(SM41B , crosshead speed = 10mm/s)



この理由としては以下のことが考えられる。本節で提案した計算法では、塑性域をき裂先端を原点とする円として近似している。しかし、実際の塑性域は Fig.7-3 からわかるように、ほとんどき裂先端より前方に形成されている。塑性域を円形で近似し熱源である塑性仕事を分布させた方法では、き裂の後方にも温度上昇の熱源が存在することになる。



(a) Change of measured displacement with time .

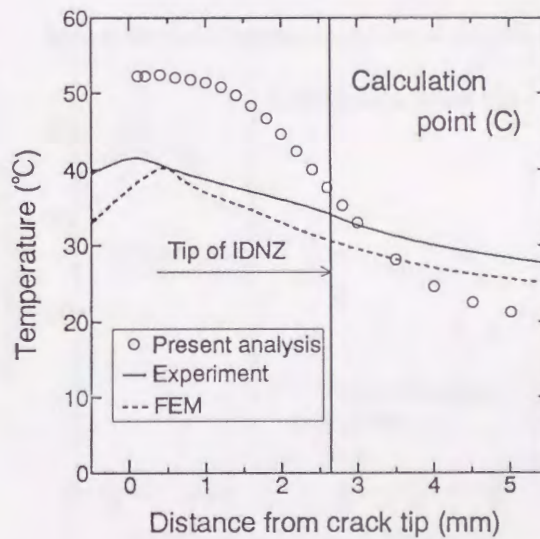
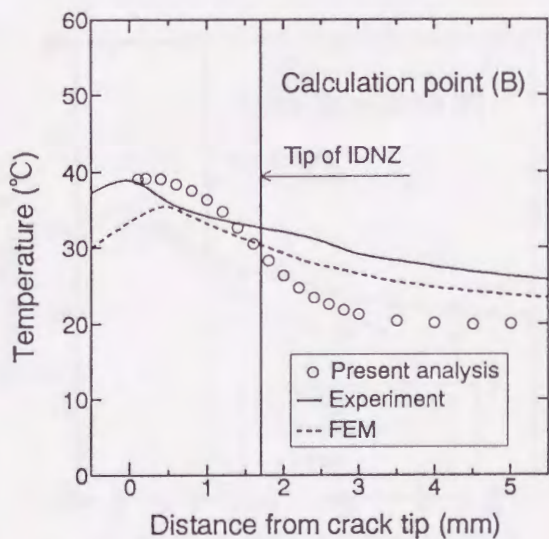
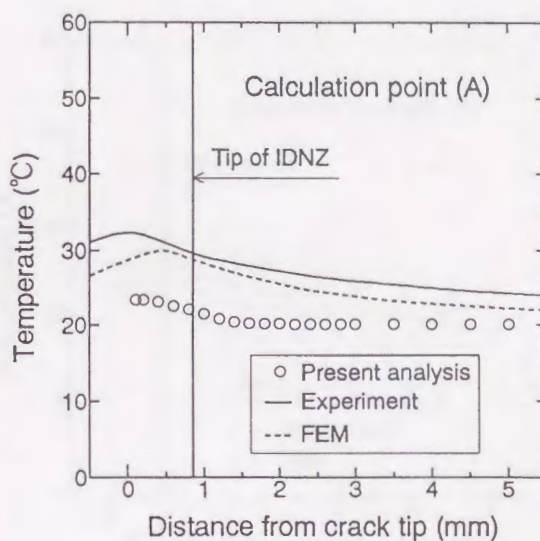


Fig.7-9 Calculated results of temperature distributions near the crack tip .  
(SM41B , crosshead speed = 100 mm/s)



また (7.12) 式より、き裂先端に近づくほど塑性仕事分布の密度も高くなる。つまり、き裂先端のごく後方にもかなり多くの熱源が存在する。これに対して、き裂から遠い部分の塑性仕事の密度は実際のものに比べると小さく与えたことになると考えられる。き裂先端のごく後方に与えた熱源から先端部への熱の流入が起こるため、き裂先端に近づくにつれ本章で提案した手法により計算された温度は、実験値、FEM 解析値に比べ大きな値になると考えられる。

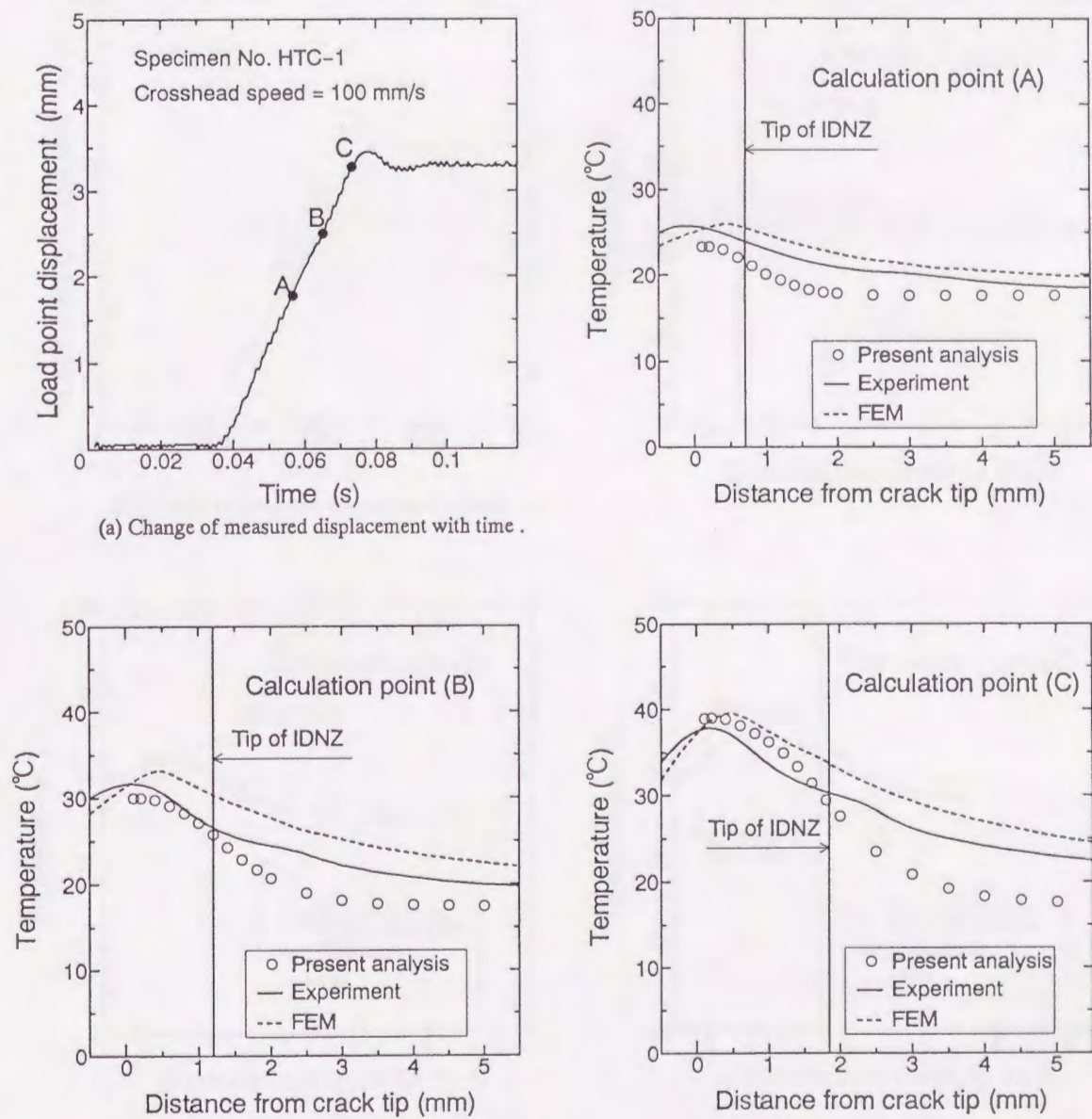


Fig.7-10 Calculated results of temperature distributions near the crack tip .  
(HT-80 , crosshead speed = 100 mm/s)



また、き裂から離れるにつれ計算された温度が実験値、FEM 解析値に比べると小さくなることは、前述のように仮定した塑性仕事分布の密度が小さいことに起因すると考えられる。また実際の負荷過程中のき裂先端近傍では、ひずみ速度、温度の変化に伴い降伏点に変化しているため塑性仕事の分布も、本節の計算で与えたものに比べると異なっている。

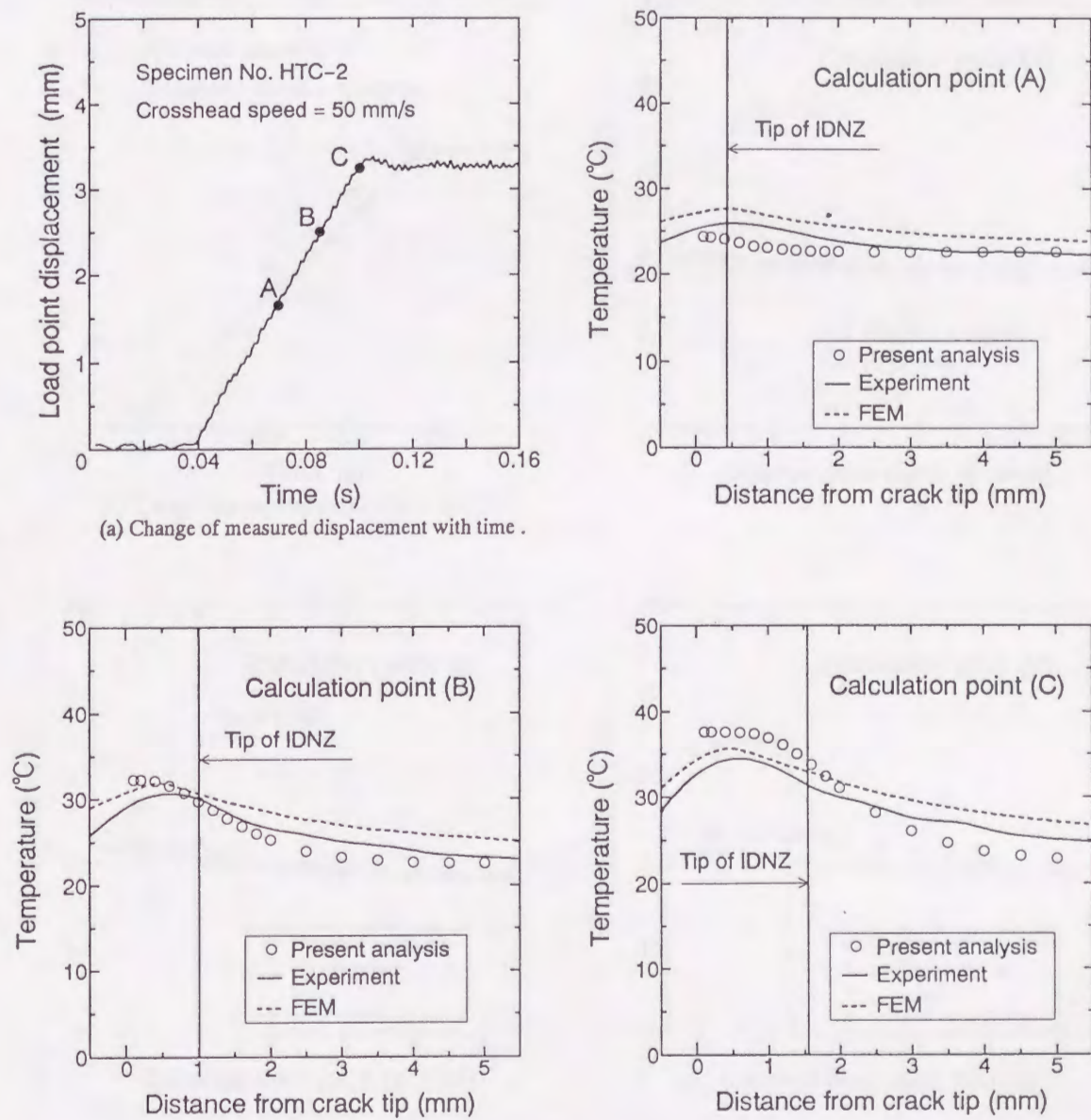


Fig.7-11 Calculated results of temperature distributions near the crack tip .  
(HT-80 , crosshead speed = 50 mm/s)



この影響を考慮せずに塑性仕事の分布を与えていることも温度分布が実験値、FEM 解析結果と比べ異なる結果となった原因として考えられる。また、計算結果と実験値、FEM 解析結果とを比較した場合 Fig.7-9 は他の結果と比べると差が大きいが、これは温度上昇を計算する際に用いる入力データが少なかったため、正確な塑性仕事量が計算できなかったためと考えられる。

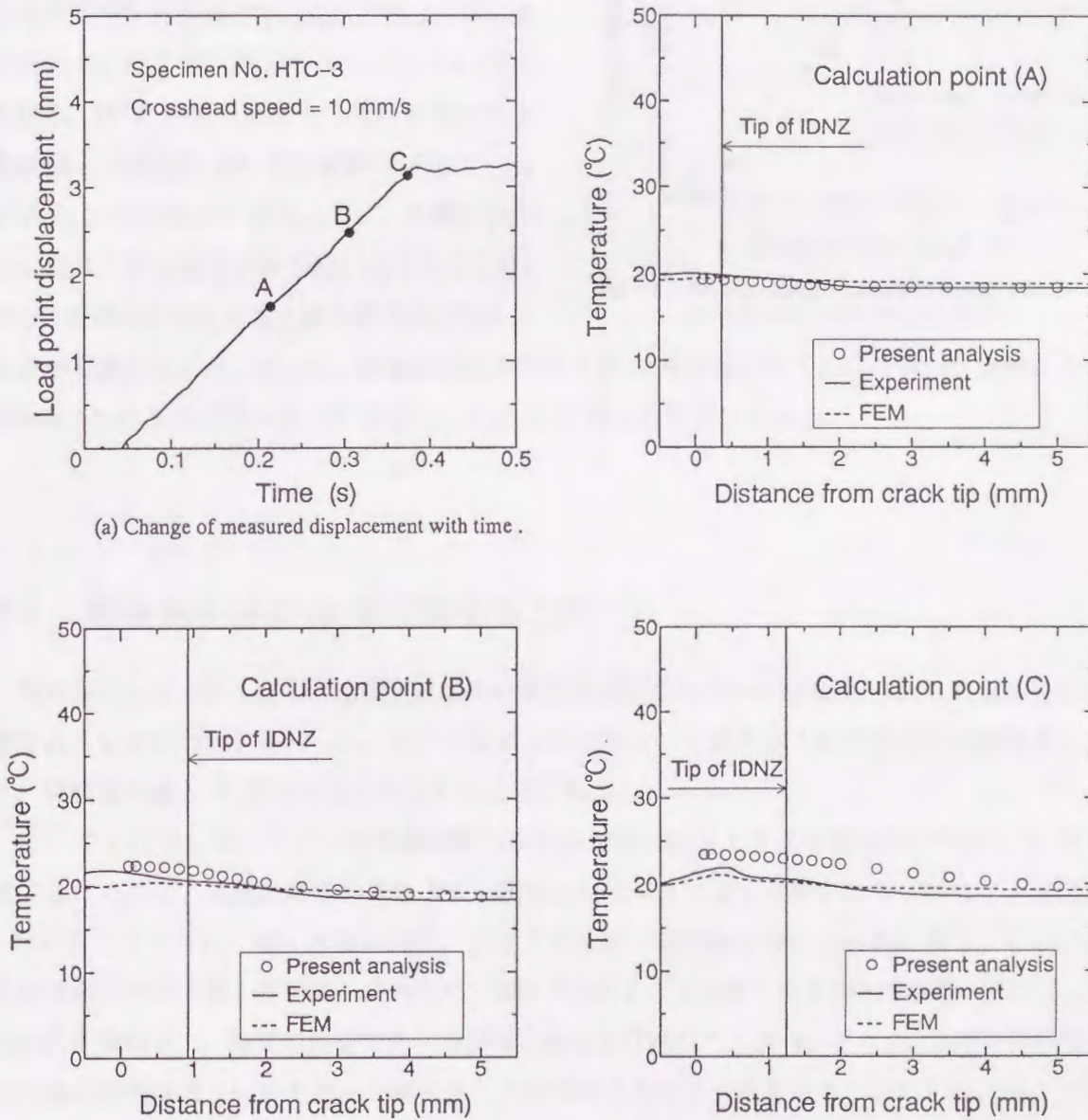


Fig.7-12 Calculated results of temperature distributions near the crack tip .  
(HT-80 , crosshead speed = 10 mm/s)



ところで、この温度分布を簡易的に計算する方法を開発する目的は 7.1、7.2 で述べたように IDNZ 先端における  $R$  値を簡易的に推定するためである。従って、本節で提案した手法を用いて計算された温度分布はき裂先端のごく近傍で実験値との差が大きくても、IDNZ 先端近傍で妥当な値を与えていれば目的は十分に達せられる。そこで、Fig.7-6 ~ Fig.7-12 における IDNZ 先端の温度上昇量の計算結果と実験値との対応を調べその結果を Fig.7-13 に示す。この図からわかるように、本節で提案した温度上昇の推定手法を用いることにより、IDNZ 先端における温度上昇を簡易的に与える

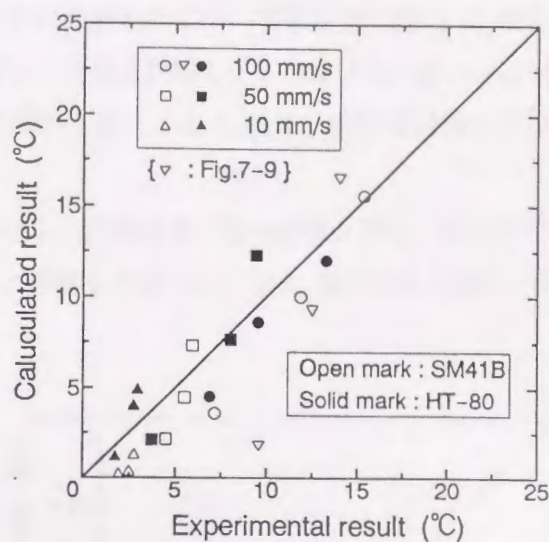


Fig.7-13 Relation between calculated temperature rise and experimental one at the tip of IDNZ.

ことが可能となった。従って、破壊靱性値を律する  $R_{\gamma}$  値を評価するためには IDNZ 先端における  $R$  値を 7.2~7.3 の方法に従って算定し、これを  $R_{\gamma}$  値として用いればよい。

#### 7.4 破壊発生時の $R_{\gamma}$ 値の簡易推定例

前節までに述べた、ひずみ速度及び温度の簡易推定手法を用いた破壊発生時の  $R_{\gamma}$  値の推定が妥当であるか否かの検討を行った。ここでも第 6 章で使用した豊貞ら<sup>1)</sup>の破壊靱性試験結果を用いて、破壊靱性値と  $R_{\gamma}$  値の関係を調査することにした。

7.2、7.3 に示したようにき裂先端近傍のひずみ速度、温度上昇量を簡易的に求めて  $R_{\gamma}$  値を算定するためには、供試材の降伏点を  $R$  値の関数として与えておく必要がある。従って、通常は第 2 章で示したように、種々の負荷速度、温度下で丸棒引張試験を行なう必要がある。しかしながら破壊発生時の  $R$  値を推定するにあたり、鋼材が変わるごとに多くの丸棒引張試験を行うことは、経済性を損ねる上、時間の浪費であり簡易推定からかけ離れてしまう。そこで、2.4 で示したように常温の静的降伏点だけを用いて降伏点と  $R$  の関係を与える方法を用いることにした。そこでここでは 2.4 で導出した HT-50 鋼に対する式を用いる。再記すると

$$\sigma_Y = 247.8 \exp(2697/R) \quad (7.17)$$

$$R = T \ln(1.0 \times 10^8 / \dot{\epsilon}) \quad [\text{K}] \quad (7.18)$$

$T$ : 温度 [K],  $\dot{\epsilon}$ : ひずみ速度 [ $s^{-1}$ ],  $\sigma$ : 降伏点 [MPa]



また、試験片の板厚が75mmであったことを考慮し、解析は平面ひずみ条件で行った。

以上より IDNZ 先端での  $R$  値が  $R_{\gamma}$  値と考え、全ての実験条件について破壊発生時の  $R_{\gamma}$  値を求めた。そしてこの  $R_{\gamma}$  値と FEM 解析により求められた  $R_{\gamma}$  値を比較し、これを Fig.7-14 に示す。Fig.7-14 を見るとわかるように、ここで提案した解析手法による  $R_{\gamma}$  値は、有限要素解析で求められた  $R_{\gamma}$  値よりも少し大きな値となっている。

き裂先端近傍では、応力~ひずみ集中、塑性仕事による局部温度上昇の影響があり、各点での降伏点  $\sigma_Y$  は変化している。FEM 解析においては、この影響を考慮した上で  $R_{\gamma}$  値が求められている。これに対しここで提案した解析手法は、Fig.7-1 のフローチャートに示すように、ひずみ速度を推定する過程で、降伏点  $\sigma_Y$  を公称ひずみ速度  $\dot{\epsilon}_{\infty}$  と雰囲気温度に基づき算定し、この  $\sigma_Y$  を基にして計算を行っている。これは、き裂の存在の影響を受けていない値である。公称ひずみ速度、雰囲気温度により求められた  $\sigma_Y$  と実際の  $\sigma_Y$  の値は当然異なったものとなっている。この影響により、本章で提案した手法に基づく  $R$  値と FEM 解析の結果に差が生じていると考えられる。しかし Fig.7-14 を見てもわかるように、その差は非常に小さい。

また、Fig.7-15 には本章で計算した  $R_{\gamma}$  値と  $\delta_c$  値の関係、 $R_{\gamma}$  値と  $J_c$  値の関係を示す。図中の実線は、第6章の FEM 解析で計算した静的破壊靱性試験に相当する負荷速度 0.01mm/s における  $R$ ~破壊靱性値 ( $\delta_c$  値) の関係である。

図を見ればわかるように、今回行った解析により第6章の FEM 解析結果と同様に、 $R$ ~破壊靱性値の関係が広範囲にわたり一義的に表現できることがわかる。このことは、本章で提案した  $R_{\gamma}$  値を簡易推定する手法が妥当なものであることを支持している。

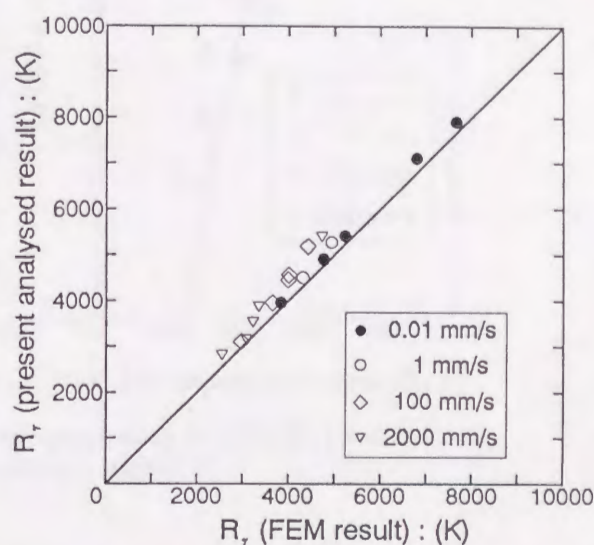


Fig.7-14 Relation between FEM results and present analyzed results.



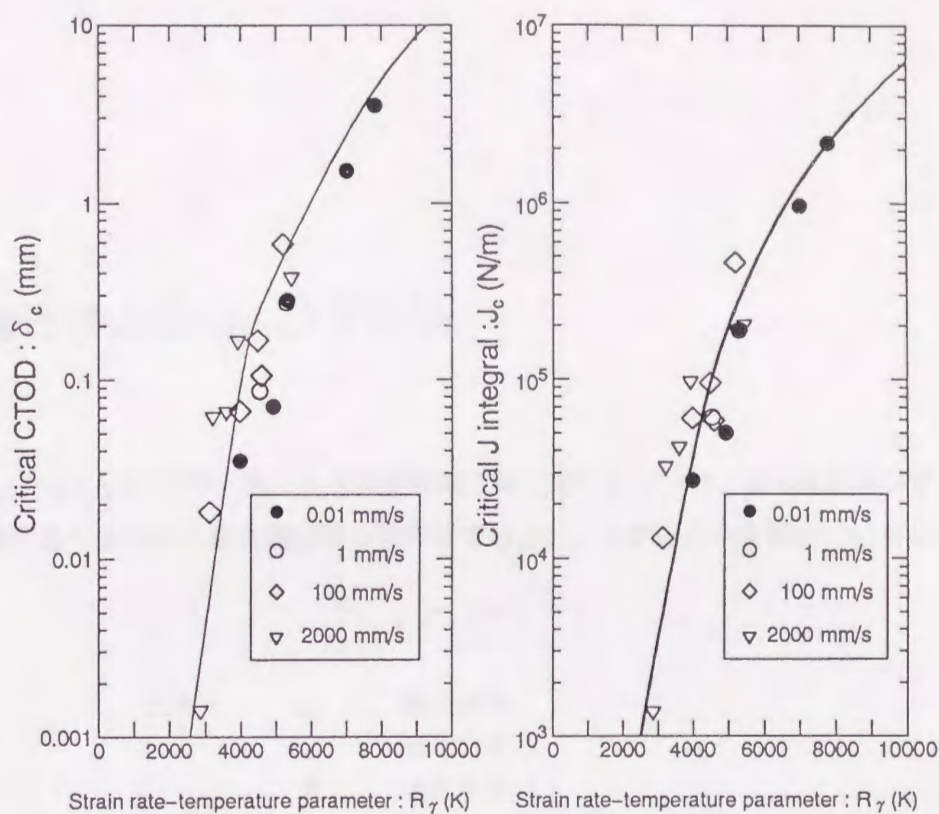


Fig.7-15 Relation between strain rate-temperature parameter( $R_\gamma$ ) and fracture toughness with various crosshead speeds.

## 7.5 結言

破壊靱性値の負荷速度依存性を定量的に評価するためには、破壊靱性値がIDNZ内ではほぼ一定の値を取る $R$ 値( $R_\gamma$ 値)の一義的関数となっていることから、この $R_\gamma$ 値を計算することが必要となる。ところがこの $R_\gamma$ 値の推定には動的熱弾塑性有限要素解析を行う必要があり、実際の設計において毎回この解析を行うことは、時間、費用の面からみても不可能に近い。

そこで本章では、 $R_\gamma$ 値を決定するための重要な因子であるき裂先端近傍でのひずみ速度、局部温度上昇量を簡易的に推定する方法を開発することを試みた。そしてこの簡易推定されたひずみ速度、局部温度上昇量から $R_\gamma$ 値を推定し、この $R_\gamma$ 値を用いて静的~動的の広範囲にわたり破壊靱性値が $R_\gamma$ 値の一義的関数として表現できるか否かの検討を行った。その結果、第6章のFEM解析結果と同様に $R$ ~破壊靱性値の関係が広範囲にわたり一義的に表現でき、また、有限要素解析で求められた $R_\gamma$ 値とよい一致を示していた。このことから、本章で提案した $R_\gamma$ 値の簡易推定法を用いることにより、破壊靱性値に及ぼす負荷速度の影響を定量的に評価することが、動的熱弾塑性有限要素解析を行うことなく、簡単に行うことが可能となった。



## 付録 A

### き裂先端近傍の応力～ひずみ場

Hutchinson<sup>2)</sup>は(A.1)式で示される  $N$ 乗硬化則に従う材料について、微小変形全ひずみ理論を適用して平面問題におけるき裂先端近傍の塑性域での応力、ひずみ分布を解析的に求めた。

$$\frac{\varepsilon_{eq}}{\varepsilon_Y} = F \left( \frac{\sigma_{eq}}{\sigma_Y} \right)^N \quad (\text{A.1})$$

ただし  $\sigma_{eq}$  : 相当応力  
 $\varepsilon_{eq}$  : 相当ひずみ  
 $F$  : 強度係数  
 $N = 1/n$   $n$  : ひずみ硬化係数

すなわち、き裂先端を囲む塑性域内には、弾性応力場に代わって以下の特異場が存在する。

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \sigma_Y \left[ \frac{J}{F \cdot \sigma_Y \cdot \varepsilon_Y \cdot I \cdot r} \right]^{\frac{1}{N+1}} \tilde{\sigma}_{ij} \\ \varepsilon_{ij} &= F \cdot \varepsilon_Y \left[ \frac{J}{F \cdot \sigma_Y \cdot \varepsilon_Y \cdot I \cdot r} \right]^{\frac{N}{N+1}} \tilde{\varepsilon}_{ij} \\ u_{ij} &= F \cdot \varepsilon_Y \left[ \frac{J}{F \cdot \sigma_Y \cdot \varepsilon_Y \cdot I} \right]^{\frac{N}{N+1}} r^{\frac{1}{N+1}} \tilde{u}_{ij} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

ただし  $r$  : き裂先端からの距離  
 $\tilde{\sigma}_{ij}, \tilde{\varepsilon}_{ij}, \tilde{u}_{ij}$  :  $N$ およびき裂先端を原点とする角 $\theta$ の関数  
 $I$  :  $N$ に依存する定数  
 $J$  :  $J$ 積分

また、これ以降では極座標で( )'および( )はそれぞれ $\partial/\partial r$ および $\partial/\partial \theta$ とする。

以下に、Hutchinson が示した解の概略を述べる。

#### (1) 平面応力状態

平面応力条件下における相当応力 $\sigma_{eq}$ は

$$\sigma_{eq}^2 = \sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 - \sigma_r \sigma_\theta + 3\tau_{r\theta}^2 \quad (\text{A.3})$$



一方、応力とひずみの関係は次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_r &= \sigma_r - \nu\sigma_\theta + F\sigma_{eq}^{N-1} \left( \sigma_r - \frac{1}{2}\sigma_\theta \right) \\ \varepsilon_\theta &= \sigma_\theta - \nu\sigma_r + F\sigma_{eq}^{N-1} \left( \sigma_\theta - \frac{1}{2}\sigma_r \right) \\ \varepsilon_{r\theta} &= (1+\nu)\sigma_{r\theta} + \frac{3}{2}F\sigma_{eq}^{N-1}\tau_{r\theta} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.4})$$

また、適合条件は以下のようになる。

$$\frac{1}{r}(r\varepsilon_\theta)'' + \frac{1}{r^2}\varepsilon_r'' - \frac{1}{r}\varepsilon_r' - \frac{2}{r^2}(\varepsilon_{r\theta}r)' = 0 \quad (\text{A.5})$$

(A.4) 式を (A.5) 式に代入してひずみ成分を消去すると除荷がないという制約のもとで応力関数の支配方程式 (A.6) 式を導くことができる。

$$\begin{aligned} \nabla^4\phi + \frac{1}{2}F \left[ \frac{1}{r} \left\{ \sigma_{eq}^{N-1} \left( 2r\phi'' - \phi' - \frac{1}{r}\phi'' \right) \right\}'' + 6\frac{1}{r^2} \left\{ \sigma_{eq}^{N-1}r \left( \frac{1}{r}\phi' \right)' \right\}' \right. \\ \left. + \frac{1}{r} \left\{ \sigma_{eq}^{N-1} \left( -2\frac{1}{r}\phi' - 2\frac{1}{r^2}\phi'' + \phi'' \right) \right\}' \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \left\{ \sigma_{eq}^{N-1} \left( -\phi'' + 2\frac{1}{r}\phi' + 2\frac{1}{r^2}\phi'' \right) \right\}'' \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

なお境界条件はき裂縁が自由表面であること、 $\theta = 0$  で  $\sigma_{r\theta} = 0$ 、 $\theta = 0$  で  $\sigma_r$  が  $\theta$  により変化しないことより、(A.7) 式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \phi(\pm\pi) = \phi'(\pm\pi) = 0 \\ \phi'(0) = \phi''(0) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.7})$$

また、応力関数  $\phi$  を用いて  $\sigma_r$ 、 $\sigma_\theta$ 、 $\tau_{r\theta}$  は (A.8) 式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{1}{r}\phi' + \frac{1}{r^2}\phi'' \\ \sigma_\theta &= \phi'' \\ \tau_{r\theta} &= - \left( \frac{1}{r}\phi' \right)' \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.8})$$

ここで (A.6) 式を解くことを考える。無限大になる応力関数  $\phi$  を漸近展開し、その第一の支配的な項を取り出すと

$$\phi = Kr^S\tilde{\phi}(\theta) \quad (\text{A.9})$$

ただし  $K, S$  : 定数  
 $\tilde{\phi}(\theta)$  :  $\theta$  のみに依存する



(A.9) 式を (A.8) 式、(A.3) 式に代入すると以下のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= K r^{S-2} (S \tilde{\phi}(\theta) + \tilde{\phi}''(\theta)) \\ \sigma_\theta &= K r^{S-2} S(S-1) \tilde{\phi}(\theta) \\ \tau_{r\theta} &= K r^{S-2} (1-S) \tilde{\phi}'(\theta) \\ \sigma_{eq} &= K r^{S-2} \sqrt{\tilde{\sigma}_r^2(\theta) + \tilde{\sigma}_\theta^2(\theta) - \tilde{\sigma}_r(\theta) \tilde{\sigma}_\theta(\theta) + 3 \tilde{\tau}_{r\theta}^2(\theta)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.10})$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで } \tilde{\sigma}_r(\theta) &= S \tilde{\phi}(\theta) + \tilde{\phi}''(\theta) \\ \tilde{\sigma}_\theta(\theta) &= S(S-1) \tilde{\phi}(\theta) \\ \tilde{\tau}_{r\theta}(\theta) &= (1-S) \tilde{\phi}'(\theta) \\ \tilde{\sigma}_{eq}(\theta) &= \sqrt{\tilde{\sigma}_r^2(\theta) + \tilde{\sigma}_\theta^2(\theta) - \tilde{\sigma}_r(\theta) \tilde{\sigma}_\theta(\theta) + 3 \tilde{\tau}_{r\theta}^2(\theta)} \\ S &= \frac{2N+1}{N+1} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.11})$$

一方、半径方向および接線方向の変位  $u_r$  および  $u_\theta$  はそれぞれ変位とひずみの関係を積分することより求められる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} u_r &= F K^N r^{N(S-2)+1} \tilde{u}_r(\theta) \\ u_\theta &= F K^N r^{N(S-2)+1} \tilde{u}_\theta(\theta) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.12})$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで } \tilde{u}_r(\theta) &= \frac{\tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \left\{ \frac{S(3-S)}{2} \tilde{\phi} + \tilde{\phi}'' \right\}}{N(S-2)+1} \\ \tilde{u}_\theta(\theta) &= \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \left\{ S \left( S - \frac{3}{2} \right) \tilde{\phi} - \frac{\tilde{\phi}''}{2} \right\} - \tilde{u}_r(\theta) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.13})$$

さらに (A.2) 式のひずみ  $\tilde{\epsilon}_{ij}$  は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\epsilon}_r &= \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \left\{ \frac{S(3-S)}{2} \tilde{\phi} + \tilde{\phi}'' \right\} \\ \tilde{\epsilon}_\theta &= \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \left\{ \frac{S(2S-3)}{2} \tilde{\phi} - \frac{\tilde{\phi}''}{2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.14})$$

また (A.2) 式中の  $I$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I &= \int_{-\pi}^{\pi} \left\{ \left( \frac{N}{N+1} \right) \tilde{\sigma}_{eq}^{N+1} \cos \theta - \sin \theta [\tilde{\sigma}_r (\tilde{u}_\theta - \tilde{u}_r) - \tilde{\tau}_{r\theta} (\tilde{u}_r + \tilde{u}_\theta)] \right. \\ &\quad \left. - \left( \frac{1}{N+1} \right) \cos \theta (\tilde{\sigma}_r \tilde{u}_r + \tilde{\tau}_{r\theta} \tilde{u}_\theta) \right\} d\theta \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

ただし、上記の  $I$  と  $J$  値、 $K$  の間には以下に示す関係がある。

$$J = F K^{N+1} r_1^{(N+1)(S-2)+1} I \quad (\text{A.16})$$

ここで  $r_1$  : き裂先端から  $J$  積分の積分経路までの距離



以上の結果より $\tilde{\phi}$ が与えられれば $\sigma_{ij}$ 、 $\varepsilon_{ij}$ が求められる。ここで実際に解くことになる微分方程式を示しておく。これは(A.9)式を(A.6)式に代入することによって求められる。

$$\begin{aligned} & \left[ N(S-2) - \frac{d^2}{d\theta^2} \right] \left[ \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \{ S(S-1)\tilde{\phi} - 2\tilde{\phi}'' \} \right] \\ & + \{ N(S-2) + 1 \} \{ N(S-2) \} \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \{ S(2S-3)\tilde{\phi} - \tilde{\phi}'' \} \\ & + 6 \{ N(S-2) + 1 \} (S-1) \left( \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \tilde{\phi}' \right)' = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ただし} \quad & \tilde{\phi}'(0) = \tilde{\phi}'''(0) = 0 \\ & \tilde{\phi}'(\pi) = \tilde{\phi}'(\pi) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.18})$$

## (2) 平面ひずみ状態

平面ひずみ条件についても全く平面ひずみ条件と同様な解法を用いて求めることができる。平面応力条件との違いは、平面ひずみ条件における相当応力が

$$\sigma_{eq}^2 = \frac{3}{4}(\sigma_r^2 - \sigma_\theta^2) + 3\tau_{r\theta}^2 \quad (\text{A.19})$$

となり、特異項の支配方程式が以下のようなことになることである。

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2(r)}{\partial r^2} \right\} \left\{ \sigma_{eq}^{N-1} \left( \frac{1}{r} \phi' + \frac{1}{r^2} \phi'' - \phi'' \right) \right\} \\ & + 4 \frac{1}{r^2} \left\{ r \sigma_{eq}^{N-1} \left( \frac{1}{r} \phi' \right)' \right\}' = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

上記の境界条件は平面応力状態の場合と同様に(A.7)式であり、また同様に $\sigma_r$ 、 $\sigma_\theta$ 、 $\tau_{r\theta}$ は応力関数 $\phi$ により(A.8)式のように表される。同様な手法で(A.9)式を(A.8)式、(A.19)式に代入し $\tilde{\sigma}_{ij}$ を求めると以下のようなになる。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\sigma}_r(\theta) &= S\tilde{\phi}(\theta) + \tilde{\phi}''(\theta) \\ \tilde{\sigma}_\theta(\theta) &= S(S-1)\tilde{\phi}(\theta) \\ \tilde{\tau}_{r\theta}(\theta) &= (1-S)\tilde{\phi}'(\theta) \\ \tilde{\sigma}_{eq}(\theta) &= \sqrt{\frac{3}{4}(\tilde{\sigma}_r(\theta) - \tilde{\sigma}_\theta(\theta))^2 + 3\tilde{\tau}_{r\theta}^2} \\ S &= \frac{2N+1}{N+1} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.21})$$

また、変位 $\tilde{u}_{ij}$ は

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u}_r(\theta) &= \frac{3\tilde{\sigma}_{eq}^{N-1}}{4(2-S)} \{ S(2-S)\tilde{\phi} + \tilde{\phi}'' \} \\ \tilde{u}_\theta(\theta) &= \frac{3(S-3)\tilde{\sigma}_{eq}^{N-1}}{4(2-S)} \{ S(2-S)\tilde{\phi} + \tilde{\phi}'' \} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.22})$$



ひずみ $\tilde{\epsilon}_{ij}$ は

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\epsilon}_r &= \frac{3\tilde{\sigma}_{eq}^{N-1}}{4(2-S)(N+1)} \{S(2-S)\tilde{\phi} + \tilde{\phi}''\} \\ \tilde{\epsilon}_\theta &= \frac{3}{4}\tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \{S(S-2)\tilde{\phi} + \tilde{\phi}''\} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.23})$$

のようになる。また、(A.2) 式中の  $I$  は平面応力状態と同様に (A.15) で求められ、最終的に  $\sigma_{ij}$ 、 $\epsilon_{ij}$  を求めるために用いる  $\phi$  を解くための微分方程式は (A.9) 式を (A.20) 式に代入することによって以下のように与えられる。

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - N(S-2)\{N(S-2)+2\} \right] \left[ \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \{S(2-S)\tilde{\phi} + \tilde{\phi}''\} \right] + 4(S-1)\{N(S-2)+1\} \left( \tilde{\sigma}_{eq}^{N-1} \tilde{\phi} \right)' = 0 \quad (\text{A.24})$$

また、上式の境界条件も平面応力状態と同様に (A.18) で与えられる。

Hutchinson は  $I$  については  $N = 3, 5, 9, 13$  の場合についてのみ解を与えている。また  $\tilde{\sigma}_{ij}$  については  $N = 3, 13$  の場合のみ解を示している。しかし  $\tilde{\epsilon}_{ij}$  などについては解を示しておらず、(A.2) 式を用いて種々の強度レベルの応力～ひずみ分布を求めることが簡単にはできない。そこで (A.18) 式の境界条件下で (A.17)、(A.24) 式をルンゲ・クッタ法により解き、上述した平面応力状態、平面ひずみ状態の種々の  $\tilde{\sigma}_{ij}$ 、 $\tilde{\epsilon}_{ij}$ 、 $\tilde{u}_{ij}$  の値を求めた。

破壊挙動を検討するとき、き裂線上のひずみや応力が問題となるので、 $\theta = 0$  における  $\tilde{\sigma}_{ij}$ 、 $\tilde{\epsilon}_{ij}$ 、 $\tilde{u}_{ij}$  などにつき、 $N$  に対する多項式近似を求めた。平面応力状態の結果、平面ひずみ状態の結果をそれぞれまとめ、前者を (A.25) 式に後者を (A.26) 式に示す。またこれらの結果を Fig.A-1 ~ Fig.A-5 に示す。図中の●印は Hutchinson が与えている結果である。

$$\left. \begin{aligned} I &= 2.5034 + 5.1180/N - 3.3272/N^2 \\ \tilde{\sigma}_r(0) &= 0.57230 + 0.62131/N - 0.15221/N^2 \\ \tilde{\sigma}_\theta(0) &= 1.1516 - 0.0098350/N - 0.37225/N^2 \\ \tilde{\tau}_{r\theta}(0) &= 0 \\ \tilde{\epsilon}_r(0) &= -0.0071570 + 0.63674/N - 0.020181/N^2 \\ \tilde{\epsilon}_\theta(0) &= 0.82020 - 0.21718/N - 0.41565/N^2 \\ \tilde{u}_r(0) &= 0.47560 + 1.3502/N - 0.92073/N^2 \\ \tilde{u}_r'(0) &= 0 \\ \tilde{u}_\theta(0) &= 0 \\ \tilde{u}_\theta'(0) &= 0.22550 - 4.4307/N^2 + 9.0064/N^4 \\ \tilde{\sigma}_{eq}(0) &= 0.99755 - 0.013207/N - 0.10327/N^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.25})$$



$$\begin{aligned}
 I &= 3.8830 + 6.8988/N - 5.6685/N^2 \\
 \tilde{\sigma}_r(0) &= 1.7865 - 0.60084/N + 0.39441/N^2 \\
 \tilde{\sigma}_\theta(0) &= 2.8730 - 3.9361/N + 3.1427/N^2 \\
 \tilde{\tau}_{r\theta}(0) &= 0 \\
 \tilde{\epsilon}_r(0) &= -0.0057542 - 0.10816/N + 0.21970/N^2 \\
 \tilde{\epsilon}_\theta(0) &= 0.0057542 + 0.10816/N - 0.21970/N^2 \\
 \tilde{u}_r(0) &= -0.27209 + 1.0545/N - 1.1219/N^2 \\
 \tilde{u}_r'(0) &= 0 \\
 \tilde{u}_\theta(0) &= 0 \\
 \tilde{u}_\theta'(0) &= 0.27785 - 0.94631/N + 0.90215/N^2 \\
 \tilde{\sigma}_{eq}(0) &= 0.94099 - 2.8884/N + 2.3801/N^2
 \end{aligned}
 \tag{A.26}$$

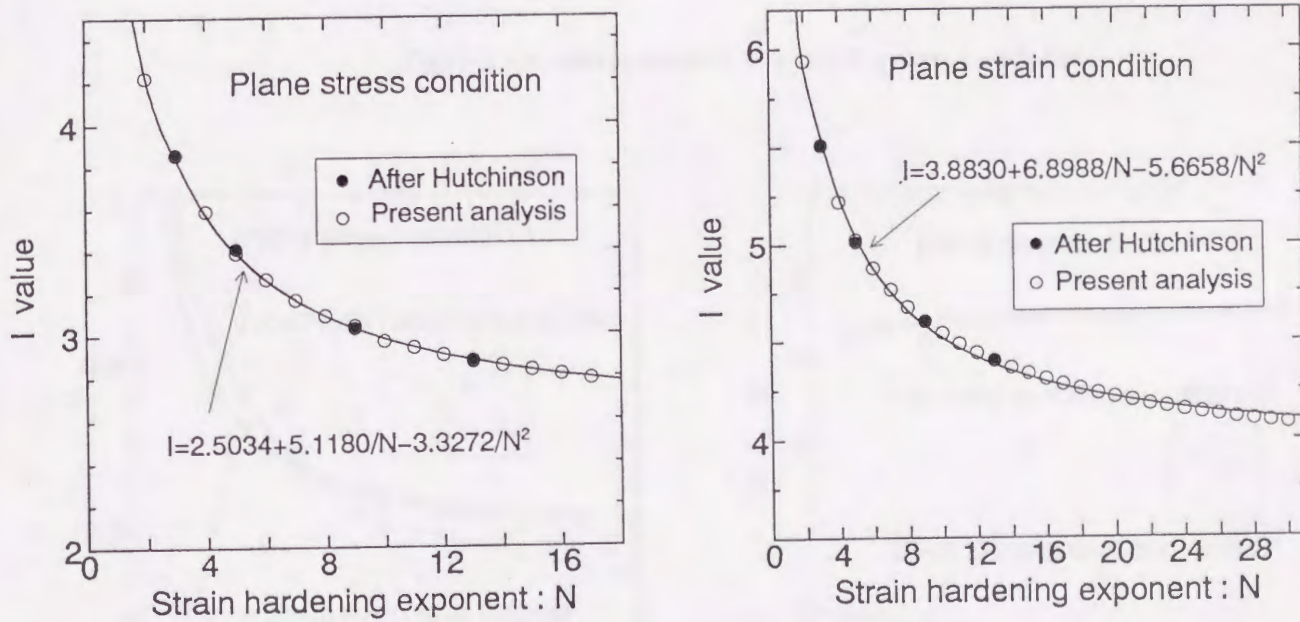


Fig.A-1 Calculation results of I value .



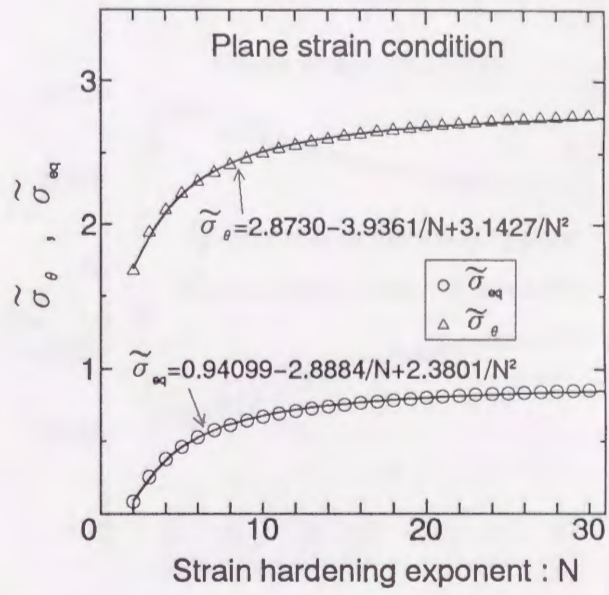
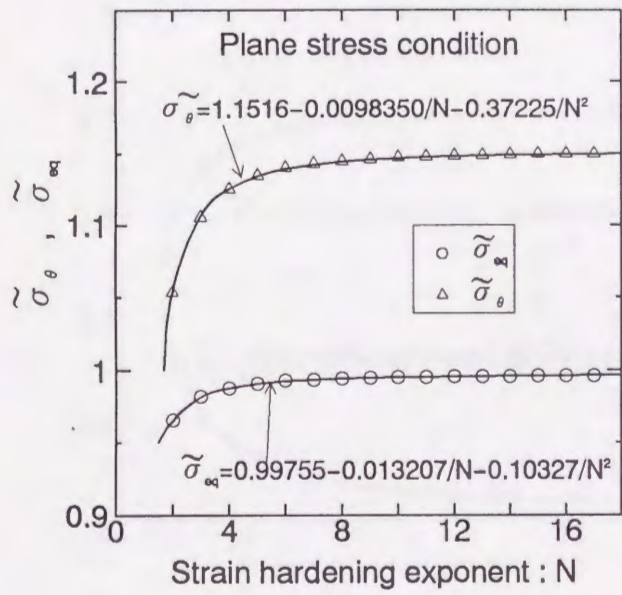


Fig.A-2 Calculation results of  $\tilde{\sigma}_\theta$  and  $\tilde{\sigma}_{eq}$  along a crack line .

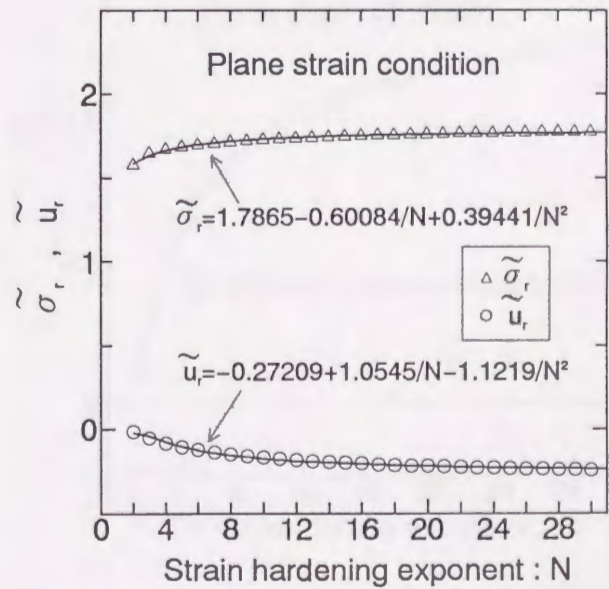
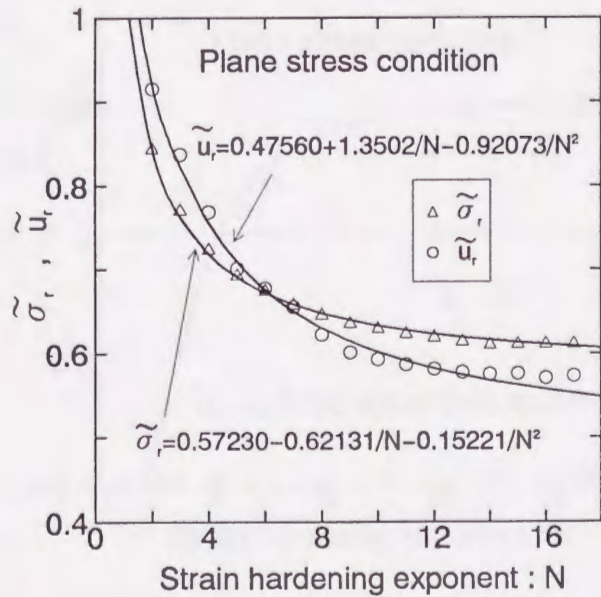


Fig.A-3 Calculation results of  $\tilde{u}_r$  and  $\tilde{\sigma}_r$  along a crack line .



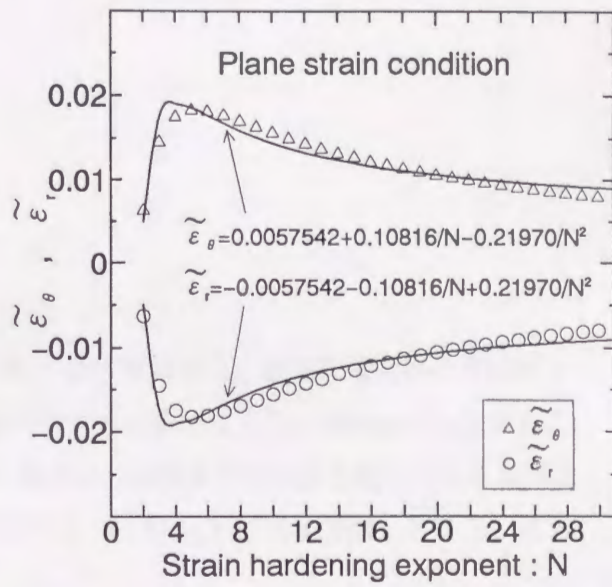
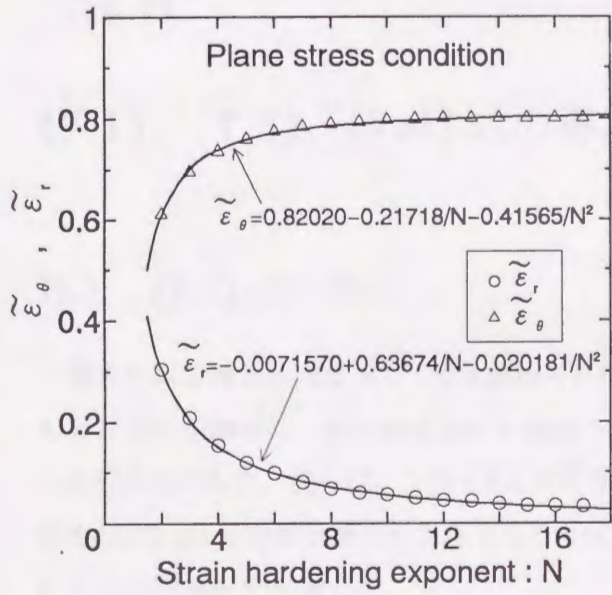


Fig.A-4 Calculation results of  $\tilde{\epsilon}_\theta$  and  $\tilde{\epsilon}_r$  along a crack line .

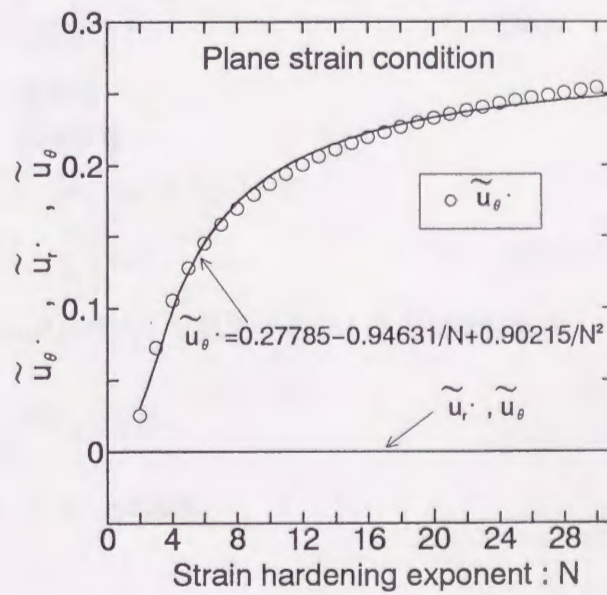
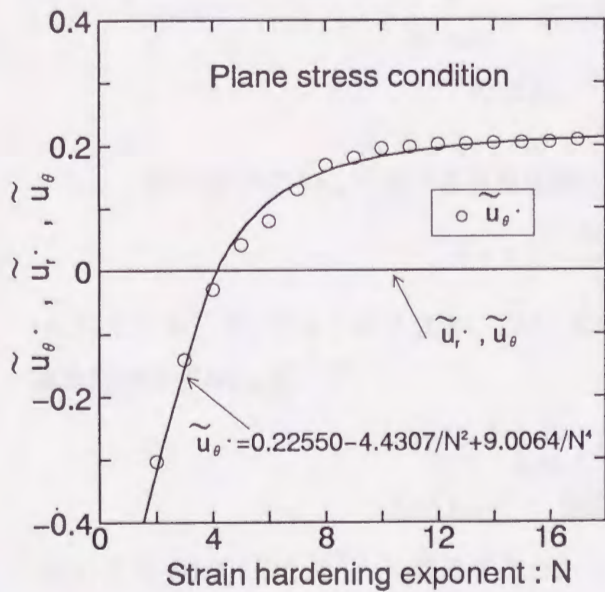


Fig.A-5 Calculation results of  $\tilde{u}_\theta$ ,  $\tilde{u}_\theta$  and  $\tilde{u}_r$  along a crack line .



## 付録 B

### (7.1)、(7.3)、(7.4) 式の導出

#### B.1 (7.1) 式の導出

豊貞らは各種負荷速度下で COD 試験片を破断しないように負荷し、き裂先端近傍のき裂線上の硬さ分布を調査し、その結果 6m/s 程度の高速条件下でも近似的に HRR 特異場が存在することを明らかにした。彼らは、この HRR 解を基にして最大の三軸拘束が生じると考えられる IDNZ の先端 (Q 点) が脆性破壊の発生点であると仮定して (7.1)、(7.3)、(7.4) 式を導出している。以下にこの導出過程を説明する。

Shih、Hutchinson の研究結果<sup>11)</sup>に基づいて導かれた伊藤<sup>12)</sup>の式によると、加工硬化材料の  $J$  積分と CTOD( $\delta$ ) の関係は、

$$\frac{J}{\sigma_Y \epsilon_Y a} = M(a/W, N) \left( \frac{\delta}{2\pi a \epsilon_Y} \right)^{\frac{N+1}{N}} \quad (\text{B.1})$$

ただし、 $a$  : き裂長  
 $W$  : 試験片幅

さらに一様引張ひずみ  $\epsilon_\infty$  を受ける貫通き裂に対して、 $\delta$  は、 $\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y$  のとき

$$\delta = a \left[ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{4}{N} \right] \epsilon_\infty \quad (\text{B.2})$$

(A.2) 式において、 $r = 1.9\delta$  と置き、(B.1) 式を (A.2) 式に代入して整理すると、Q 点のき裂線垂直方向のひずみ  $\epsilon_Q$  は、

$$\epsilon_Q = F \left( \frac{\tilde{\epsilon}}{2\pi} \right) \left( \frac{M}{1.9I} \right)^{\frac{N}{N+1}} \left( \frac{\delta}{a} \right)^{\frac{N}{N+1}} \quad (\text{B.3})$$

ただし、 $F$  : 強度係数 ((A.1) 式参照)

(B.2) 式を (B.3) 式に代入して整理すると、

$$\epsilon_Q = f(N) \epsilon_\infty^{\frac{1}{N+1}} \quad (\text{B.4})$$

ただし、

$$f(N) = F \left( \frac{\tilde{\epsilon}}{2\pi} \right) \left( \frac{M}{1.9I} \right)^{\frac{N}{N+1}} \left( \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{4}{N} \right)^{\frac{1}{N+1}}$$



ここで、 $I$ 、 $\tilde{\epsilon}$ に関しては、 $N$ に関する多項式近似を行いその結果を使用している。この $N$ に関する多項式近似の結果は、付録Aの(A.25)、(A.26)に示している。また、 $M(a/W, N)$ に関しては、 $a/W = 0$ に対して求められた結果<sup>12)</sup>を関数近似した次式を使用する。

$$M = 5.6919 - 1.1205/N + 0.96212/N^2 \quad (\text{B.5})$$

次に(B.4)式を時間微分してひずみ速度 $\dot{\epsilon}_Q$ を求めるわけであるが、(B.4)式は静的条件下で解析的に得られる関係式である。従って時間項を含んでおらず、数学的には微分できない。しかし、6m/s程度の高速条件下でも近似的にHRR特異場が存在することを勘案すると、6m/s程度の高速負荷条件下までは(B.4)式が近似的に成立する事が期待できる。つまり、(B.4)式がある任意の時刻から微小時間経過した時点においても成立すると考えられる。この間 $N$ は一定であると考え、(B.4)式において時間的に変化するのは $\epsilon_Q$ および $\epsilon_\infty$ である。そこで(B.4)式を上記の観点から時間微分すると、

$$\dot{\epsilon}_Q = \frac{1}{N+1} f(N) \epsilon_\infty^{-\frac{N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty \quad (\text{B.6})$$

ただし、

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_Q &: Q \text{ 点のひずみ速度} \\ \dot{\epsilon}_\infty &: \text{公称ひずみ速度} \end{aligned}$$

(B.2)式は $\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y$ のときに成立する関係式である。一方 $\epsilon_\infty \ll \epsilon_Y$ のときは線形破壊力学が成立するから、 $\delta = \pi a \epsilon_\infty^2 / \epsilon_Y$ を用いて上記と同じ過程をたどるとよい。また、 $\epsilon_\infty < \epsilon_Y$ であるが $\epsilon_\infty \ll \epsilon_Y$ ではない場合も考えられるが、このときも $\epsilon_\infty \ll \epsilon_Y$ の場合の式を適用することにする。

以上の結果、(7.1)式が導かれる。再記すると、

$$\dot{\epsilon}_Q = \begin{cases} \frac{1}{N+1} f(N) \epsilon_\infty^{-\frac{N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ \frac{\tilde{\epsilon}}{N+1} \left( \frac{M}{1.9I} \right)^{\frac{N}{N+1}} \left( \frac{\pi}{\epsilon_Y} \right)^{\frac{1}{N+1}} \epsilon_\infty^{\frac{1-N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases} \quad (\text{7.1})$$

$$\text{ただし } f(N) = F \frac{\tilde{\epsilon}}{2\pi} \left( \frac{M}{1.9I} \right)^{\frac{N}{N+1}} \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N+4/N}} \right\}^{\frac{1}{N+1}}$$

## B.2 (7.3)、(7.4) 式の導出

COD試験やCT試験のように通常行われる破壊靱性試験における $\dot{\epsilon}_\infty$ を求める必要がある。試験片の平行部を長くし、き裂による応力の乱れがない部分が存在するようにした中央貫通き裂試験片を用いて破壊靱性試験を行えば(7.1)式の $\epsilon_\infty$ 、 $\dot{\epsilon}_\infty$ を直接計測できることになるが通常用いられる(三点曲げ)COD試験片やCT試験片では $\epsilon_\infty$ 、 $\dot{\epsilon}_\infty$ の計測は行えない。

この場合 $P \sim V$ 曲線( $P$ :荷重、 $V$ :荷重点変位)より $J$ 値が求まりその時間変化より $\dot{J}$ が求まる。



一様引張ひずみ $\epsilon_\infty$ が作用する貫通き裂の $J$ 値と $\epsilon_\infty$ との関係式に、破壊靱性試験で得られた $J$ 値、 $J$ 値を代入すれば $\dot{\epsilon}_\infty$ を定義できる。すなわち、一様引張ひずみ $\epsilon_\infty$ を受ける貫通き裂の $J$ 値は、Shih、Hutchinson<sup>11)</sup>によると、 $\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y$ のときは次式で与えられる。

$$J = \left(\frac{1}{F}\right)^{\frac{1}{N}} \sigma_Y \epsilon_Y a \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{\pi}{N} \right\} \left(\frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_Y}\right)^{\frac{N+1}{N}} \quad (\text{B.6})$$

$\epsilon_\infty \ll \epsilon_Y$ では線形破壊力学における関係より、

$$J = G = K^2/E = E\pi a \epsilon_\infty^2 \quad (\text{B.7})$$

ただし、 $G$  : エネルギー解放率

(B.4) 式から (B.6) 式を得たのと同様の仮定をして時間微分すると、(7.3)、(7.4) 式が得られる。再記すると、

$$j = \begin{cases} \left(\frac{1}{F}\right)^{\frac{1}{N}} \frac{N+1}{N} (Ea)^{\frac{N}{N+1}} \epsilon_Y^{\frac{N-1}{N+1}} J^{\frac{1}{N+1}} \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{\pi}{N} \right\}^{\frac{N}{N+1}} \dot{\epsilon}_\infty & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ 2\sqrt{\pi E a J \dot{\epsilon}_\infty} & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases} \quad (7.3)$$

$$J = \begin{cases} \left(\frac{1}{F}\right)^{\frac{1}{N}} \sigma_Y \epsilon_Y a \left\{ \frac{3.85(N-1)}{\sqrt{N}} + \frac{\pi}{N} \right\} \left(\frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_Y}\right)^{\frac{N+1}{N}} & (\epsilon_\infty \geq \epsilon_Y) \\ E\pi a \epsilon_\infty^2 & (\epsilon_\infty < \epsilon_Y) \end{cases} \quad (7.4)$$

ただし  $a$  : き裂長さ

$F$  : 強度係数 ((A.1) 式参照)

## 第7章 参考文献

- 1) 豊貞雅宏, 藤井英輔, 野原和宏, 川口喜昭, 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), p.367
- 2) 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
- 3) J.R.Rice, G.E.Rosengren : Plane Strain Deformation Near a Crack Tip in a Power low Hardening Material, J.Mech.Phys. Solids, Vol.16(1968), p.1
- 4) McClintock, F.A. and Irwin, G.R., ASTM STP-381(1965), p.87.
- 5) 岡村 弘之 : 線形破壊力学入門 (破壊力学と材料強度講座 1), 培風館 (1976), p.76



- 6) 河野俊一：構造用鋼の大規模降伏下における脆性破壊靱性に及ぼす板厚効果に関する研究, 広島大学学位論文, Sep. (1984), p.19
- 7) R.Hill : *The Mathematical Theory of Plasticity*, Oxford Science Publications (1950), p.248
- 8) H.S.Carslaw, J.C.Jaeger : *Conduction of Heat in Solids*, Oxford, Clarendon Press, 2nd ed.(1959)
- 9) J.R.Rice, N.Levy : *Physics of Strength and Plasticity*, (20.Local Heating by Plastic Deformation at a crack tip) ed.by A.S Argon (1969) p.277, MIT Press
- 10) J.R.Rice, M.A.Johnson : The Role of Large Crack Tip Geometry Changes in Plane Strain Fracture. *Inelastic Behavior of Solids*, Eds, M.F.Kanninen et al., McGraw-Hill (1970), p.641
- 11) C.F.Shih, J.W.Hutchinson : Fully Plastic Solutions and Large Scale Yielding Estimates for Plane Stress Crack Problems. , *Jour. of Eng. Materials and Technology*, Trans. ASME, Oct. (1976), p.289
- 12) 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, Jan. (1979), p.33



## 第8章

### 結論

第1章で述べたように、破壊靱性値は負荷速度の増加に伴って低下することがこれまでの研究により明らかにされている。しかし破壊靱性値の負荷速度依存性を定量的に評価する手法は、現在のところ存在しない。そのため鋼構造物の耐脆性破壊発生に対する設計規準は、破壊靱性値の負荷速度依存性を十分に考慮していない。例えば、破壊靱性値として静的条件下のものを用いる場合はその下限以下の値を使用し、安全側となるようにできるだけ配慮している。一方、作用ひずみ速度が速い場合は、 $K_{Id}$ 値のような衝撃荷重下での破壊靱性値を用いている。しかし、一般の構造物に作用するひずみ速度は Table 1-2 に示したように、静的破壊靱性試験で与えられるものと、衝撃荷重下で与えられるものの中間のレベルである。つまり、現在の鋼構造物に対する耐脆性破壊設計は過酷な要求になりがちであり、経済性を損なってしまう可能性が高い。従って各種構造物の設計に当たって、任意の負荷速度下での破壊靱性値を定量的に推定する手法の確立が必要である。

そこで本論文では、破壊靱性値の負荷速度依存性の定量的評価手法を確立するための研究を行った。得られた結果を要約すると以下の通りである。

- (1) 常温で静的条件下における降伏点がわかれば、任意の鋼材の任意温度、ひずみ速度下での降伏点が推定でき、第2章で提案した手法に基づいて任意の鋼材の、任意温度、ひずみ速度下における応力～ひずみ構成関係を推定することができる。
- (2) 丸棒引張試験結果を解析することにより、軟鋼および HT-80 鋼に対しては塑性仕事の約 9 割が熱に変換されることが判明した。
- (3) ひずみ速度及び温度の関数として表現される応力～ひずみ構成関係を組み込み、さらにき裂鈍化も表現できるように開発した動的熱弾塑性有限要素法を用いることにより、き裂先端近傍の局部温度上昇分布をほぼ定量的に推定することができる。本有限要素法を用いると、任意のひずみ速度及び温度上昇を伴う場合の弾塑性応力解析が可能である。



- (4) 平面応力、平面ひずみ状態いずれの場合にも IDNZ 内のき裂先端近傍では、strain rate-temperature parameter ( $R$ ) を決定する因子であるひずみ速度と温度上昇が逆方向に働くために、 $R$  値がほぼ一定の値をとる。また、降伏点は  $R$  値の一義的関数であるので降伏点も IDNZ 内でほぼ一定に保持される。この  $R$  値を  $R_\gamma$  とし、破壊靱性試験の結果を調査した結果、 $R_\gamma$  値に対して固有の破壊靱性値が存在することが判明した。
- (5) 静的条件といえどもき裂先端近傍では高ひずみ集中のため、ひずみ速度が速くなり、それが破壊靱性値に影響を与えており、従来得られている破壊靱性値のばらつきにはこの要因も大きいことが判明した。
- (6) 静的破壊靱性試験の結果及び有限要素解析結果より得られた  $R_\gamma$  ~破壊靱性値の関係をを用いることにより任意負荷速度下における破壊靱性値を推定することが可能である。
- (7)  $R_\gamma$  値に対応して固有の破壊靱性値が存在し、外力の関数である破壊パラメータがこの破壊靱性値に達すると破壊が生じると考えることにより破壊靱性値が最小の値を取る臨界速度が生じる現象を説明できる。
- (8) 破壊靱性値の負荷速度依存性を定量的に評価するためには、負荷過程中的  $R_\gamma$  値を計算することが必要となるが、この  $R_\gamma$  値の計算には動的熱弾塑性有限要素法を用いる必要があり、実際の設計において毎回この解析を行うことは、時間、費用の面からみても大変なことである。そこで、この  $R_\gamma$  値の簡易推定手法を開発した。その結果、本手法を用いれば動的熱弾塑性有限要素解析を行うことなく、破壊靱性値に及ぼす負荷速度の影響の定量的評価が、簡単に行えるようになった。

なお、破壊靱性値が最小の値を取る臨界速度の推定結果が妥当なものであったか否かは、本論文で解析を行った鋼材に対して臨界速度を調査した実験結果が無いために十分な検討はできなかった。しかし、本論文で提案した手法で任意負荷速度下での破壊靱性値を推定した結果が妥当なものであったことから、臨界速度の推定結果は妥当なものであると考えられる。

臨界速度の実験による検討には、高速負荷を与えるための実験装置や、荷重や COD などのデータの計測装置の問題もあり簡単には行うことが難しいが、本論文で提案した手法の妥当性を検証するためにも、今後、臨界速度の実験的検討を行うことが必要であろう。



## 謝 辞

本研究は九州大学工学部船舶海洋システム工学科教授 豊貞雅宏 博士の御指導の下に行われたものである。研究遂行に際し終始懇切な御指導と御鞭撻を与えられた先生に対して、心より深堪の謝意を表します。

本論文の審査にあたり、有益なるご助言を頂きました九州大学工学部機械工学科教授 西谷弘信 博士、九州大学工学部船舶海洋システム工学科教授 福地信義 博士に厚く御礼申し上げます。

九州大学工学部船舶海洋システム工学科生産システム工学講座の山口喜久次 助手及び丹羽敏男 助手の両氏には研究を始めて以来、常に変わらぬ御援助、御助言を頂きました。ここに謹んで感謝の意を表します。

動的熱弾塑性有限要素法の開発に当たっては、山口大学工学部機械工学科教授 河野俊一 博士に終始懇切な御指導と御協力を頂きました。ここに謹んで感謝の意を表します。

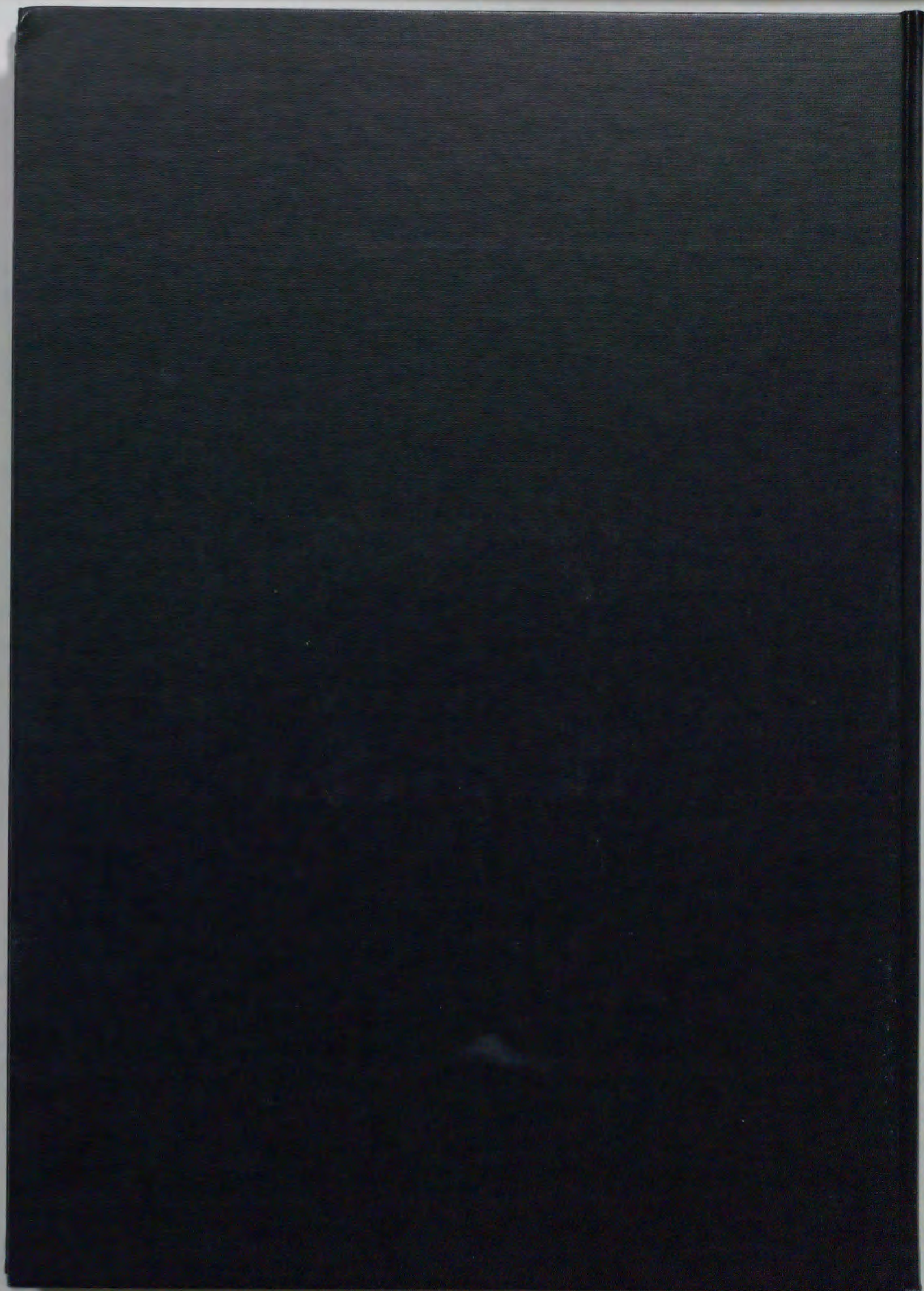
また、本研究に用いた供試鋼材は住友金属工業(株)の御厚意により作成して頂きました。快く引き受けて頂きました厚板技術部の別所清 博士及び関係諸氏に感謝の意を表します。

さらに、山本昭夫 技官及び、北九州工業試験場の田中洋征 博士には試験片及び実験装置の制作に御援助頂きました。ここに感謝の意を表します。

本研究の主な内容については、(社)日本造船学会材料・溶接研究委員会材料分科会(主査、東京大学教授 町田進 博士)の委員の皆様、有益な御討論を賜りました。

最後に本研究の遂行に当たって、九州大学工学部造船学科第6講座(現船舶海洋システム工学科生産システム工学講座)の卒業生の皆様には多大な協力と激励を頂きました。特に、久保山正敏 氏(平成2年卒業)、足立浩康 氏(平成3年卒業)、相良憲伺 氏(平成5年修士修了)、黒木友博 氏(平成4年卒業)、平澤宏章 氏(平成6年修士修了)には、本論文の一部を卒業論文及び修士論文のテーマとして実施して頂きました。彼らの協力があっはじめて本論文をまとめることができました。ここに厚く御礼申し上げます。



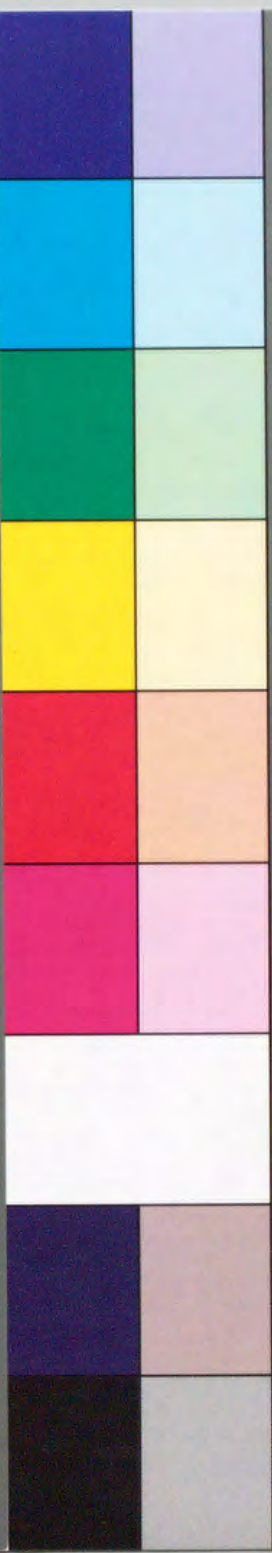




inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



# Kodak Gray Scale

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19



© Kodak, 2007 TM: Kodak