寄 書

鋼の限界引張応力に関する一考察

(A Theoretical Consideration for the Critical Tensile Stress in Steel)

萩 原 巖*

(Iwao Hagiwara)

破壊の古典理論⁽¹⁾によれば、鋼の平滑試験片が当然延生破壊をする温度において切欠き試験片の場合に脆性破壊が起こるのは、引張応力が降伏応力の2~3倍大きなある限界値に達するためであるとされる。

その引張破壊応力が降伏応力よりも温度による変化が少ないものとすれば、この限界引張応力条件は軟鋼の遷移温度における挙動を定性的によく説明することができる有用な概念である。しかしながら正しい破壊応力が測定されない限りそれはあくまで仮説に留まらざるを得ない。しかるに近年切欠き試験片に対する塑性学的応力解析が行なわれ、それによって軟鋼の破壊応力の測定がなされた結果、温度によって変化することの少ない、材料常数と見られる引張破壊応力の存在が明らかになった^{(2)~(7)}。

一方現在の破壊理論によれば降伏点付近の迂りによって発生するマイクロクラックはその長さ $2c_1$ が転位源の平均間隔と同程度になるまでは真の表面エネルギー γ_0 のまま成長するが、 $2c_1$ 以上の成長には γ_0 よりもはるかに大なる有効表面エネルギー p に対する限界応力が必要である。いま $\gamma_0=10^3\text{erg/cm}^2$, $p=10^7\text{erg/cm}^2$ なる軟鋼において $2c_1=6\times 10^{-4}\text{cm}$ のマイクロクラックが破壊に至るためには、実に 2200 kg/mm^2 の引張応力が必要である。また実測値⁽³⁾の 87 kg/mm^2 で破壊するためには $2c=3.8\text{ mm}$ のクラックが存在しなければならない。このような高い応力または大きなクラックの必要に対して、わずか 100 kg/mm^2 たらずの応力あるいは数ミクロンの微細なクラックが如何にして破壊に導くことが出来るか。また破壊応力が材料の常数と見られる一定値を示すのは何故か。これらの問題が γ_0 から p へ表面エネルギーが遷移する過程を考慮することによって解かれることを知ったので報告する。

クラックの成長に伴う表面エネルギーの遷移過程については現在ほとんど不明であるが、しかし γ_0 と p は共に材料常数[†]であることを考えて例えば γ が γ_0+p へ漸近する次のような関数を仮定する。

$$\gamma=\gamma_0+p\{1-e^{-m(c-c_1)}\}, c>c_1 \quad (1)$$

これをグリフィスのエネルギー条件式に用いるに当り $(c\gamma)$ の全微分中の $cd\gamma=0$ であるべき点に留意するとクラックの成長応力 σ_c は $c>c_1$ に対して

$$\sigma_c=\left\{\frac{2E}{\pi(1-\nu^2)}\right\}^{1/2}\left\{\frac{\gamma_0}{c}+\frac{p}{c}-\frac{p}{c}e^{-m(c-c_1)}\right\}^{1/2} \quad (2)$$

となる。ここで E は弾性係数 ν はポアソン比である。上式によれば c の増加に対し σ_c に一つの極大が存在する。これを σ_c^* とし、その時の c を c^* とすれば c_1 から c^* までのクラックはその成長に応力の増加が必要な安定クラックであるが、 c^* に至って初めて不安定クラックとなるので σ_c^* はすなわち破壊応力である。例えばいま $m=5\text{ cm}^{-1}$ と仮定し、 γ_0, p および c_1 に前述の数値を用いて計算すると、 σ_c^* は 83.6 kg/mm^2 と実測値に近い応力が得られ、その時の c^* はわずかに 0.008 cm の長さに過ぎない。 c^* を過ぎると σ_c は次第に減少し 0.5 cm 以上になると普通のグリフィス応力にはほぼ一致する曲線となる。この計算例のように $mc_1\ll 1$ である場合には $c^*\simeq\sqrt{c_1/m}$ と計算され、これより σ_c^* は次のように与えられる。

$$\sigma_c^*\simeq\left\{\frac{2Ej}{\pi(1-\nu^2)}\right\}^{1/2} \quad (3)$$

ここに $j=mp$ であってそれは $c=c_1$ における $d\gamma/dc$ の値である。(3)式は γ が(1)式以外の関数 $f(c)$ であっても $f'(c_1)$ が有限かつ最大の場合には成立するので、その限りにおいて σ_c^* は有効表面エネルギーの初期の増加割合によって

(4) T.R. Wilshaw : J. Iron Steel Inst., **204** (1966), 936.

(5) J.F. Knott : J. Mech. Phys. Solid, **15** (1967), 97.

(6) E. Smith : Int. J. Fracture Mech., **4** (1968), 131.

(7) A. S. Tetelman, T. R. Wilshaw and C. A. Rau : Int. J. Fracture Mech., **4** (1968), 147.

† p の値はクラックの速度によって変化するが、ここではクラックが不安定になる限界の値と考えている。

* 北海道工業大学 (Hokkaido Institute of Technology, Sapporo)

(1) E. Orowan : *Fracture*, B. L. Averbach et al., Eds., MIT, (1959), 147.

(2) J. A. Hendrickson, D. S. Wood and D. S. Clark : Trans. ASM, **50** (1958), 656.

(3) J.F. Knott : J. Iron Steel Inst., **204** (1966), 104.

支配されるものであるということが出来る。したがって σ_e^* は専ら j なる材料常数によって定まるという点において破壊応力としての条件を備えている。ただし σ_e^* において破壊が起こるためにはマイクロクラックの存在が必要条件であるから、その点では必ずしも最大引張応力条件を一義的に満足するものとはいえない。

軟鋼の平滑試験片では降伏応力 σ_Y から σ_e^* に至る間に生ずるマイクロクラックの先端が塑性変形をうけて直ちに鈍化するため、深冷温度でない限り不安定クラックとなり得ずに延性破壊をする。これに反し切欠きのある試験片ではその拘束係数を β とすれば、 $\beta\sigma_Y > \sigma_e^*$ のときには塑性変形拘束部分において脆性破壊が起こることが出来る。その際応力 σ_Y において切欠き底に最初に発生するマイクロクラックは安定クラックであるから切欠きの先端が鋭くない通常の V ノッチでは局部的塑性変形によってその成長を停止する。したがって不安定なへき開クラックに成長するのは応力が σ_e^* に近い場所から発生するマイクロクラックでなければならない。切欠き底付近における応力勾配はほぼ切欠き底の曲率半径 ρ に逆比例するから、へき開クラックは切欠き底から ρ に比例した距離において発生する。この不安定クラックが成長して破壊に至るためには切欠き底の断面積の

ある範囲にわたって応力分布が $\sigma \geq \sigma_e^*$ であれば問題はない。クラックの成長に伴って σ_e が次第に減少するので必ずしも全断面積が σ_e^* 以上の応力である必要はない。その破壊に必要な応力分布と破壊機構の問題は今後にゆづる。なお破壊靱性試験法において用いる非常に深い切欠き c_0 の底に更にクラック c' をつけたいいわゆるクラック-ノッチ試験片の場合はその切欠きはすでに c^* をはるかに超えた $c_0 + c'$ なる一つの長いクラックであるから、それは σ_e^* よりも著しく低い単純なグリフィス応力にて破壊するのは当然である。

有効表面エネルギー p が温度依存性であるにもかかわらず破壊応力の温度依存性が少ないという実験事実は、 j なる因子が p とは無関係に温度に対して一定に近い性質であることを示している。しかし j に対する物理的意味がまだ不明なのでその理由を説明することは困難である。結晶粒内のへき開面に生ずるステップおよび結晶粒界を横切るときに生ずるステップなどの生成による仕事の増加⁽⁸⁾、セメントタイトに生ずるクラックからマトリックスに伝播するための仕事の増加⁽⁹⁾などが j に関連する物理的因子であろうと思われるが、それらの究明は今後に残された問題ではなかろうか。

(1969年12月18日受理)

(8) J.J. Gilman: *Fracture*, B.L. Averbach et al., Eds., MIT, (1959), 193.

(9) M. Gell and P. J. Worthington: *Acta Met.*, **14** (1966), 1265.