

材料の破壊における延性脆性遷移と破面の
フラクタル性に関する研究

池田司敏 著



学位論文

材料の破壊における延性脆性遷移と破面の
フラクタル性の関係についての研究

A Study on the Relation between Ductile-Brittle Transition of
Fracture and Fractal of Fracture Surfaces

池庄司 敏孝

IKESHOJI, Toshitaka

東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

1998

目次

第1章 緒論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 本論文の目的	4
1.3 本論文の概要と構成	4
第2章 破壊形態	9
2.1 脆性破壊	10
2.2 延性破壊	14
2.3 延性-脆性遷移	19
第3章 破面とフラクタル	27
3.1 フラクタル	27
3.2 破面とフラクタル	34
3.3 まとめ	39
第4章 炭素鋼および鑄鉄の延性-脆性遷移に関する実験	43
4.1 試験片	43
4.2 引張破断試験	46
4.3 実験結果	47
4.4 巨視的指標	50

4.5 本章のまとめ	55
第5章 破面のフラクタル解析	89
5.1 方法	91
5.2 結果・考察	94
5.3 本章のまとめ	102
第6章 延性破面および脆性破面のフラクタル特性	139
6.1 脆性-延性遷移とフラクタル次元	140
6.2 脆性破面とフラクタル次元	142
6.3 延性破面とフラクタル次元	145
6.4 本章のまとめ	153
第7章 結論	161
付録A フラクタル次元の算出	A-1
A.1 高さ-高さ相関関数	A-1
A.2 非物理的うねりの影響	A-2
付録B 応力3軸度	B-9

List of Tables

4.1 Composition of the S55C	57
4.2 Composition of the S35C	57
4.3 Composition of the cast iron	57
4.4 Conditions of heat treatments	58
4.5 Specimen type selection	58
4.6 Fracture modes	59
4.7 Mechanical properties	60
5.1 Magnification of SEM and the image sizes	104
5.2 S55C D_F distribution	105
5.3 S55C D_F distribution	107
5.4 Distribution of the value of fractal dimension for the fracture surface of specimen with notch radius, $R = 1.5$ [mm]	108
5.5 Fracture modes and stress triaxiality, E_r and D_F dependence L	109

List of Figures

1.1	A scattered electron image of brittle fracture surface	6
1.2	A scattered electron image of ductile fracture surface	6
1.3	Stress intensity factor versus fractal dimension	7
2.1	Illustration of the ductile-brittle transition	24
2.2	Plastic enclave at the tip of crack	24
2.3	A schematic representation of the ductile-fracture process in metals	25
2.4	Energy-temperature curves and shear fracture-temperature curves	26
3.1	Euclidean objects and their measure	40
3.2	Koch curve	40
3.3	Self-affine fractal	41
3.4	Generation of self-affine fractal	41
3.5	Box-counting method applied to statistical self-affine profile.	41
3.6	Configuration for Griffith theory	42
4.1	Dimension of specimen without notch Type-I	61
4.2	Dimension of specimen without notch Type-II	62
4.3	Experimental apparatus	63
4.4	Microstructure of S35C	64
4.5	Microstructure of S55C(A)	65

4.6	Microstructure of S55C(B)	66
4.7	Microstructure of eutectic graphite cast iron	67
4.8	SEM S35C	68
4.9	SEM S55C(A)	69
4.10	SEM S55C(B) (a)-(f)	70
4.11	SEM S55C(B) (g)-(l)	71
4.12	SEM S55C(B) (m)-(n)	72
4.13	SEM Eutectic graphite cast iron	73
4.14	Stress triaxiality vs. rupture strain S35C	74
4.15	Stress triaxiality vs. true strain at rupture S35C	75
4.16	Stress triaxiality vs. rupture strain S55C(A)	76
4.17	Stress triaxiality vs. true strain at rupture S55C(A)	77
4.18	Stress triaxiality vs. rupture strain S55C(B)	78
4.19	Stress triaxiality vs. true strain at rupture S55C(B)	79
4.20	Stress triaxiality vs. rupture strain Eutectic graphite cast iron	80
4.21	Stress triaxiality vs. true strain at rupture Eutectic graphite cast iron	81
4.22	Stress triaxiality vs. rupture strain	82
4.23	Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture S35C	83
4.24	Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture S55C(A)	84
4.25	Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture S55C(B)	85
4.26	Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture Eutectic graphite cast iron	86
4.27	Stress triaxiality vs. absorbed energy	87
5.1	Method to record surface profiles	110
5.2	Example of height-height correlation	111
5.3	Stress triaxiality vs. D_F with L (dt) S35C	112

5.4	Stress triaxiality vs. D_F distribution S35C	113
5.5	Stress triaxiality vs. D_F S55C(A)	114
5.6	Stress triaxiality vs. D_F distribution S55C(A)	115
5.7	Stress triaxiality vs. D_F S55C(B)	116
5.8	L vs. D_F S55C(B)	117
5.9	Stress triaxiality vs. D_F distribution Cast iron	118
5.10	Stress triaxiality vs. D_F distribution Cast iron	119
5.11	L vs. D_F with stress triaxiality S55C(A)	120
5.12	L vs. D_F distribution with stress triaxiality S55C(A)	121
5.13	L vs D_F distribution S55C(B)	122
5.14	L vs. D_F S55C(B) Smooth	123
5.15	L vs. D_F S55C(B) Notch radius $R = 25.0$ mm	124
5.16	L vs. D_F S55C(B) Notch radius $R = 15.0$ mm	125
5.17	L vs. D_F S55C(B) Notch radius $R = 10.0$ mm	126
5.18	L vs. D_F S55C(B) Notch radius $R = 5.0$ mm	127
5.19	L vs. D_F S55C(B) Notch radius $R = 3.0$ mm	128
5.20	L vs. D_F S55C(B) Notch radius $R = 1.5$ mm	129
5.21	L vs. D_F with stress triaxiality (R) Cast iron	130
5.22	L vs D_F distribution Cast iron smooth	131
5.23	L vs D_F distribution Cast iron $R = 1.5$ mm	132
5.24	L vs D_F distribution Cast iron $R = 5.0$ mm	133
5.25	Absorbed energy vs. fractal dimension	134
5.26	Absorbed energy vs. fractal dimension S55C(B)	135
5.27	Absorbed energy vs. fractal dimension S35C and S55C(B)	136
5.28	Schematic illustration of results of analysis (1)	137

5.29 Schematic illustration of results of analysis (2)	138
6.1 Possible factors affect to transition in value of fractal dimension	154
6.2 Stress triaxiality versus fractal dimension transition scale	155
6.3 Fractal dimension and sampling length. Eutectic graphite castiron	156
6.4 A model of profile for ductile surface.	157
6.5 Cos-shape dimple	157
6.6 Size distribution of dimeples: 0.01%C-Fe	158
6.7 Size distribution of dimeples: SS41	159
6.8 Size distribution of dimeples: S45C	160
A.1 Height-height correlation affected by inclination	A-6
A.2 Scale beyond which the difference γ is included	A-7
B.1 Bridgman's model for the notched round bar.	B-11

第1章 緒論

1.1 研究の背景

機械システムを構成する機械要素は、設計者の意図に反して、システム寿命を待たずして破壊することが間々ある。破壊力学・材料強度学はこのような破壊した機械要素を解析し、破壊原因を同定し、機械設計に必要な新たな知見を与えることに寄与している。従来は破壊の様式を分類し、それぞれの破壊形態での原因の特定、改善方法の提案をしている。材料の破壊形態は延性破壊と脆性破壊に大別される。延性破壊とは破壊に至るまでの変形量が大きな破壊形態であり、変形の大部分は塑性変形である。一方、脆性破壊とは破壊に至るまでの変形をほとんどもなわない破壊形態で、巨視的には弾性変形のみである。一般に脆性破壊を起こしやすい材料を脆性材料、延性破壊を起こしやすいものを延性材料と呼ぶことがある。しかし、破壊形態は荷重条件と環境により変化するので、脆性から延性に、またはその逆に遷移する。高温条件下では延性破壊が起こりやすく、また、高ひずみ速度、高応力3軸度では脆性破壊が起こりやすい。

これらの破壊形態の区分は定量的には力学的な巨視的指標によりなされる。巨視的指標としては応力拡大係数、破断ひずみ、破断吸収エネルギーなどが用いられる。温度、ひずみ速度、応力3軸度の変化にともない、巨視的指標は連続的には変化せず、材料や試験方法により異なるが、例えば、低い値の領域から高い値の領域へ急激な変化をする。それらの低値域と高値域での破壊形態を脆性破壊あるいは延性破壊と巨視的に定義する。

また、より理論的には、脆性破壊における寸法効果の存在と、延性破壊における相似的な破壊形態(寸法効果が無い)で区別する。例えば、単位体積当りの破断吸収エネルギー

は脆性破壊においては試験片寸法に依存するが、延性破壊では一定である。また、臨界応力拡大係数 (K_{IC}) は脆性破壊では一定値となる。しかし、延性破壊では、相似形状の試験片でも寸法に依存して K_{IC} の測定値が変化するため特定できない。そもそも、臨界応力拡大係数 (K_{IC}) は脆性破壊において得られる材料定数である。

一方、破面の微視的形の観察により破壊形態の判断する方法がありフラクトグラフィ (Fractography) と呼ばれている。フラクトグラフィでは、光学顕微鏡もしくは電子顕微鏡下で観察される巨視的な破面様相により破壊形態を同定する。延性破壊による破面では無数のディンプル (dimple) が現れ (Fig.(1.2)), また、脆性破壊ではへき開面 (Fig.(1.1)) が観察される。これらの微視的形はそれぞれの破壊形態での微視的な破壊機構を反映している。延性破壊では材料内部の微視的空孔の発生・成長・合体の結果、破面に窪み、つまり、ディンプルが現われる。また、脆性破壊ではき裂が結晶粒のへき開により進展するため、破面にへき開面が見れる。微視的観察による同定方法は過去の例との比較による、定性的な判断によるものである⁽¹⁾。このため、主観が入る余地が大きく、微視的破壊機構等についての予備的な知見を持ち合わせなければ判断は難しい。

これら巨視的破壊形態と微視的破壊機構の対応については、巨視的指標と破面の微視的様相の対応は定量的にはつけられていない。従って、定量的な手法の導入が必要と考えられる。しかし、破面の微視的様相は同一の巨視的指標に対して多様であり、従来からの手法によっては指標を定めることが困難である。本研究では微視的形を扱う手法の一つであるフラクタルの概念に注目する。

近年、フラクタルの概念⁽²⁾は複雑形状を表現する手段として多くの研究で導入されており、種々の複雑形状にフラクタルを適用されている^(3,4,5,6)。フラクタルとは、何らかの仕方ですべてと相似な部分からなる図形である。このような形状は、厳密には、材料表面に現れないが、表面形状を表す適当な統計量をとった際、観察時の拡大率との間に相関を示す場合がある。殊にそれが拡大率のべき乗則に従うとき、スケーリング (scaling) 性があるという。そのべき乗の指数値が所定の範囲にあるとき、材料表面にフラクタル特

性が見出され、その表面を統計的自己アフィンフラクタル (statistical self-affine fractal)⁽⁷⁾と仮定することができる。そして、このべき乗則の指数から、表面形状の複雑さを表すパラメータである、フラクタル次元を算出することができる。Mandelbrot et al. が最初にそのフラクタル性を示して以来⁽⁸⁾、様々な材料表面についてフラクタル次元が求められている⁽⁹⁾。

破壊力学においては微視的形の複雑さをフラクタル次元で表し、巨視的パラメータである臨界応力拡大係数との相関についての研究もなされている。それらの結果を Fig.(1.3) にまとめた。図中、中空点が脆性材料、中実点が延性材料の破壊に対応している。脆性材料においては臨界応力拡大係数の増加とともにフラクタル次元は増加し⁽¹⁰⁾、一方、延性材料では減少する⁽¹³⁾。これらから、破壊形態が脆性破壊から延性破壊に遷移するにつれてフラクタル次元は増加し、遷移後、延性破壊になるにつれて減少するといわれている。更に、完全な延性破壊ではフラクタル次元と破壊靱性値は無相関との報告もある⁽¹²⁾。

脆性破壊におけるフラクタル次元と臨界応力拡大係数の相関は、Griffith-Orowan-Irwinの破壊条件 (GOI条件) にフラクタル次元を導入した修正により定性的説明がなされている⁽¹⁶⁾。それを拡張して脆性-延性遷移を説明する試み⁽¹⁷⁾や、実際の材料表面がフラクタルの性質を示すスケール上の範囲が限られていることを考慮した議論もなされている⁽¹⁸⁾。他方、延性破壊については一定の理論は示されていない。また、表面形状のフラクタル次元は破壊機構とは関連がなく、質量フラクタル次元 (mass fractal dimension) を用いるべきとの考えも示されている⁽¹⁹⁾。

このように、フラクタル次元と応力拡大係数、破壊靱性値の相関については互いに矛盾するような様々な実験結果が報告され、仮説が提案されている。しかし、これらの傾向は互いに異なる材料の破面から得られたフラクタル次元に関してのものであり、延性・脆性の傾向について論ずるには同一材料の破面について比較する必要がある。

1.2 本論文の目的

本研究では、材料破面の解析にフラクタルの概念を導入し、破面の複雑形状をフラクタル次元値で表し、これが破壊形態の同定と破壊機構の推定に用いる定量的指標となる可能性を見極めることが目的である。更に、フラクタル次元を用いて延性および脆性破壊機構と破面の複雑形状を関連付けることが最終的な目的である。

破面とそのフラクタル次元値の相関は種々の材料について相矛盾するかのよう傾向が示されており、破壊形態とフラクタル次元の相関性について一定の説を示すには十分ではない。これは異なる材料についての比較であるためと考え、本論文では、同種材料について、延性破面、脆性破面、延性-脆性遷移域の破面と破壊形態の異なる破面を実験的に得て、フラクタル次元値の比較を行い、その傾向を示すことを目的とする。

1.3 本論文の概要と構成

本論文では、まず、基礎的な事項として、延性破壊、脆性破壊、および、延性-脆性遷移について破壊形態の特徴を抄録し(第2章)、フラクタルについて基礎的な事項を確認した上で(第3.1節)、フラクタル性をもつ破面について従来の研究を概観する(第3.2節)、そして、同種材料について得た破壊形態の異なる破面のフラクタルを用いた解析について述べる。

同種材料に関して、脆性-延性遷移を起し、破面のフラクタル次元の変化を調べるのが本研究の目的の一つであるが、そのためには破面を得る必要がある。破面を得る実験についての詳細は第4章に記述している。破面は鋼製および鋳鉄製の環状切欠き付き丸棒試験片を用いて生成する。破壊形態は環状切欠きの径を変化させることにより3軸応力状態を変化させ、延性-脆性遷移させる。また、軟鋼(S35C)、中鋼(S55C)、共晶状黒鉛鋳鉄と炭素濃度の異なる鉄系合金を用いることにより、延性破面と脆性破面の両方を生成する。破壊形態は走査型電子顕微鏡下での微視的観察により判定する。それに加

え、巨視的指標として応力3軸度、破断ひずみ、破断吸収エネルギーを用いる。

これらの破面の縦断面曲線からフラクタル次元を算出する(第5章)、フラクタル次元の算出には高さ高さ相関々数(Height-height correlation¹⁾⁽¹⁶⁾を用いる。

解析結果(第5章)は、脆性破壊と延性破壊ではフラクタル次元の観察スケールによる変化が異なることを示している。脆性破壊では、フラクタル次元値は巨視的観察スケールで高い値をもち、微視的観察スケールで低い値をもち、他方、延性破壊では観察スケールによらず一定のフラクタル次元値となる。

このような現象を脆性破壊での特徴長さの存在が脆性破面でのフラクタル特性に反映し、延性破面のフラクタル次元が破面内のディンプル形状と分布と関連付けられると考察する(第6章)。

そして第7章において本論文の結論を述べる。

¹定義はない。

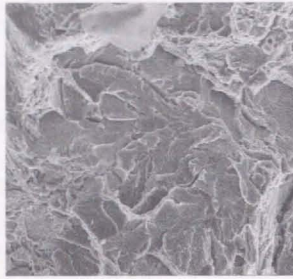


Fig.1.1 A scattered electron image of brittle fracture surface.

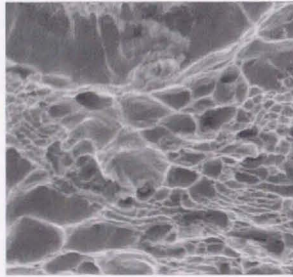


Fig.1.2 A scattered electron image of ductile fracture surface.

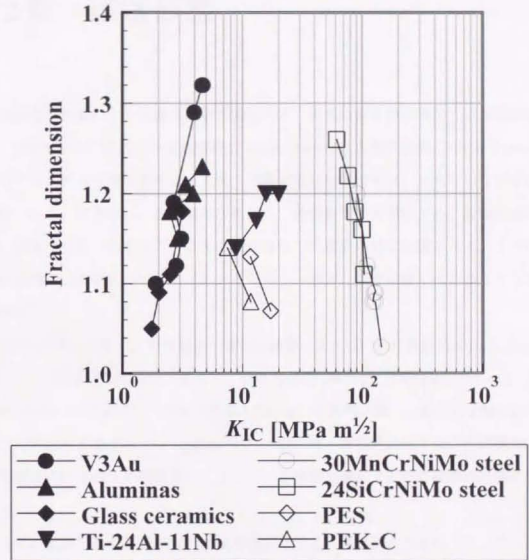


Fig.1.3 Stress intensity factor versus fractal dimension.

Aluminas and Glass Ceramics⁽¹⁰⁾, V₃Au⁽¹¹⁾, Ti-24Al-11Nb⁽¹²⁾, 24SiMnCrNiMo steel and 30CrMnSiNi₂A steel⁽¹³⁾, and PEK-C and PES⁽¹⁴⁾.

第2章 破壊形態

材料は環境や材質により多様な破壊形態を示す。金属材料を静的負荷の下で破壊させた場合、破壊形態は巨視的には延性破壊 (Ductile fracture) と脆性破壊 (Brittle fracture) に分類される。大きな塑性変形をともなう破壊が延性破壊であり、ともなわない破壊が脆性破壊である。相違点は、塑性変形以外にも、特徴長さの有無がある。脆性破壊は結晶粒界、試験片寸法と破断応力、応力拡大係数等の巨視的指標に相関がある。このことから脆性破壊には特徴長さがあるといえるだろう。他方、延性破壊にはこのような特徴長さは存在しない。

巨視的な分類とは別に、材料破面の微視的観察によれば、粒界破壊 (Intergranular fracture) とへき開型 (Cleavage)、そして、空孔合体型 (繊維状) (Dimple, Fibrous)、せん断型破壊 (Shear or slip-off) に分類される。これらの巨視的分類と、微視的分類は必ずしも一対一に対応する場合ばかりではないが、一般には、微視的に見て空孔合体型およびせん断型破壊は巨視的な延性破壊に対応し、へき開型破壊および粒界破壊は脆性破壊に対応する。

これらの破壊形態は材料固有の破壊形態ではなく、環境により変化する。この変化が延性-脆性遷移と呼ばれる。遷移を起こす要因は温度^[20]、ひずみ速度^[21]、応力状態、材質などである。Figure (2.1)にこれを概念的に示す。この図では横軸に遷移の要因をとり、縦軸に延性・脆性の指標をとる。指標としては破壊靱性値、吸収エネルギー、破断ひずみ等が用いられる。一般に、高温、低ひずみ速度、低3軸応力度で延性破壊、低温、高ひずみ速度、高応力3軸度で脆性破断がおこる。延性-脆性遷移域は、両一定部に挟まれた急激な変化をする領域である。材質に関しては合金化合物や微視的構造により遷移域が

変化することが知られている。

本章では脆性破壊について寸法効果の観点から説明し(第2.1節)、延性破壊については破壊過程と代表的なモデルを紹介する(第2.2節)。そして、延性-脆性遷移の要因について述べる(第2.3節)。

2.1 脆性破壊

脆性破断はへき開破壊と粒界破壊に示されるように、試験片内部のき裂が原因となる破壊形態である。き裂の発生・伝播の結果、へき開面や粒界破面が壊生じる。き裂の進展により材料が分離するので母材は大きく変形しない。このことから、巨視的には塑性変形が微小で、破断に至る吸収エネルギーも延性破壊に比較して小さい。また、寸法(スケール)への依存性があり、き裂長さや金属組織の結晶粒径などの特徴長さが存在することが特徴である破壊形態である。以下では、寸法効果として応力拡大係数のき裂長さへの依存性と破断応力の結晶粒径依存性、そして破断吸収エネルギーの試験片寸法への依存性について記す。

2.1.1 応力拡大係数

脆性破壊はき裂の存在により起こる破壊形態である。原因となるき裂の先端は応力解析において特異点になっており、応力値は理論的に無限大に発散する。このようにき裂先端の応力値は扱うことはできないため、き裂先端付近の応力状態を代表するパラメータとして応力拡大係数 K が用いられる。そして、 K 値が、材料定数である応力拡大係数 K_C に達すると、き裂が進展する。遠方の応力とき裂寸法から K 値を算出し、破壊が起こるか否かを判断できるのである。

遠方の応力とき裂寸法から K 値が算出できると述べたが、一般に、 K は $[\text{応力}] \times [\text{長さ}]^{1/2}$

の次元を持ち、次のような形をとる。

$$K = \sigma \sqrt{\pi a} F(\xi) \quad (2-1)$$

$F(\xi)$ は試験片形状による補正項である。 ξ は試験片寸法を表す変数であり、き裂長さ a 、板厚 B 、試験片幅 W などから定められる。線形弾性体の無限板中に長さ $2a$ の貫通き裂がある場合には $F(\xi) = 1$ であり、

$$K = \sigma \sqrt{\pi a} \quad (2-2)$$

となる。また、一様引張を受ける中央き裂入り帯板試験片 (CCT: Center Cracked Plate Tension Specimen) では、 $\xi = a/W$ として実験値から以下のように近似式が提案されている。

$$F(\xi) = \begin{cases} 1 + 0.128\xi - 0.288\xi^2 + 1.525\xi^3 & 0 < \xi < 0.7 \text{ for } 0.3\%^{(22)} \\ \sqrt{\sec(\pi\xi/2)} & 0 < \xi < 0.7 \text{ for } 0.3\%, 0.8 \text{ for } 1\%^{(23)} \\ (1 - 0.025\xi^2 + 0.06\xi^4) \sqrt{\sec(\pi\xi/2)} & 0 < \xi < 1 \text{ for } 0.1\%^{(24)} \\ (1 - 0.5\xi + 0.370\xi^2 - 0.044\xi^3) / \sqrt{1-\xi} & 0 < \xi < 1 \text{ for } 0.3\%^{(24)} \end{cases} \quad (2-3)$$

などとなる。試験片形状の補正項 $F(\xi)$ は一般に解析解や数値解として、また、実験的に求められ、公刊されている^(25, 26)。

応力拡大係数 K の寸法効果について考えるために、寸法の異なる相似な試験片を想定する。Equation (2-1) における試験片形状の補正項 $F(\xi)$ は相似性から一定である。従って、 K 値はき裂長さ a の絶対寸法に依存する。き裂長さも含めて相似形状の大型試験片と小型試験片の場合、双方で $F(\xi)$ は等しいが、き裂長さ a が大型試験片では長いので、大型試験片の K は小型試験片の K より大きくなる。このように K はき裂長さの絶対寸法への依存性から寸法効果を示す。

K はき裂先端の応力場を代表するパラメータであり、内部にき裂が存在するならば破壊形態とは関係なく算出することができる。しかし、延性破壊はき裂の進展による破壊

ではないので、 K 値を算出する意味がない。したがって、 K 値は脆性破壊の場合のパラメータといえる。このため、応力拡大係数がき裂長さという特徴長さを持つ性質は、脆性破壊の性質といえるだろう。

2.1.2 結晶粒径

へき開型の脆性破壊においては結晶粒径が影響を及ぼすと考えられている。結晶粒径の影響に関しては Hall-Petch の降伏応力に関する関係 $\sigma_y \propto d^{-1/2}$ (27) が延性破壊、脆性破壊とは別に提案され、受け容れられている。ここでは、Hall-Petch の関係式と同じ傾向を示し、かつ、へき開型破壊に必要な破壊核の影響を考慮した Cottrell の理論 (28) と Smith の理論 (29) を記す。

合金のへき開破壊過程では破壊核が発生し、引き張り応力下でへき開面に沿ってき裂が成長して、破断に至る。破壊の起点となる破壊核は転位の堆積による応力集中に起因する転位型欠陥と、材料中の欠陥や、第2相粒子の割れなどによるき裂形欠陥が考えられている。

Cottrell によれば、転位型欠陥については、2つの転位の干渉の繰り返しにより、楔型のき裂生成核が生じ、き裂成長支配のへき開応力 σ_f を以下のように定式化される (28)。

$$\sigma_f = \frac{2\gamma G}{k_p^* \sqrt{d}} \quad (2-4)$$

G は横弾性係数、 γ は有効表面エネルギー、 k_p^* は Hall-Petch の式の定数、そして、 d は結晶粒径である。へき開面の有効表面エネルギー γ は Low の鋼についての実験結果 (30) から求めており、約 $20 \text{ [Jm}^{-2}\text{]}$ である。

第2相粒子として鋼中の炭化物粒子を想定して、Smith はへき開破壊モデルを提案している (29)。このモデルでは、軟鋼の結晶粒径を d 、炭化物粒子が堆積する粒界の幅を C_0 として、以下の条件を満たす時にへき開が起こるとしている。

$$\left(\frac{C_0}{d}\right) \sigma_f^2 + \tau_{\text{eff}}^2 \left\{ 1 + \frac{4}{\pi} \left(\frac{C_0}{d}\right) \frac{\tau_y - \tau_{\text{eff}}}{\tau_{\text{eff}}} \right\}^2 \geq \frac{4E\gamma_f}{\pi(1-\nu^2)d} \quad (2-5)$$

2.1. 脆性破壊

τ_{eff} はへき開面のせん断応力、 γ_f はフェライト相の有効表面エネルギーである。上式の係数を α, β, γ とおけば

$$\alpha \sigma_f^2 + \beta \geq \gamma \frac{1}{d} \quad (2-6)$$

となり、 $\sigma_f \geq d^{-1/2}$ であることが分かる。これらの係数は粒径と炭化物の寸法効果が含まれているが、大略的に考えると、炭化物寸法 \bar{d} の増大とともに破壊応力 σ_f が低下することを示している。

いずれのモデルにおいても、 $\sigma_f \propto d^{-1/2}$ であり、結晶粒径寸法というスケールがへき開破壊のパラメータとなっている。

2.1.3 破断吸収エネルギー

破断吸収エネルギー E_f は、破断までに外部より投入された単位体積当たりのエネルギーである。応力 σ とひずみ ϵ から以下のように定義される。

$$E_f = \int_0^{\epsilon_f} \sigma \epsilon d\epsilon \quad (2-7)$$

ここで、 ϵ_f は破断ひずみである。試験片の体積を V とすると、外部から投入されたエネルギーは VE_f である。

脆性破壊は破面以外の母材の大規模な変形はない破壊である。そのため、外部から投入されたエネルギーは、大部分が、破面の生成に消費される。破面の見かけの面積を A とすると、破面の単位面積当たりでは

$$\Gamma = \frac{VE_f}{2A} \quad (2-8)$$

のエネルギーが消費される。

脆性破壊では破断吸収エネルギー E_f は

$$E_f = \frac{2A\Gamma}{V} \quad (2-9)$$

である。

ここで、同材質の相似形状の試験片を考える。相似比が k とすると、破面の面積は k^2 倍、体積 k^3 倍となる。したがって、破断吸収エネルギー E_r' は

$$E_r' = \frac{1}{k} \frac{2A\Gamma}{V} \quad (2-10)$$

と、 $1/k$ 倍となる。

このように脆性破壊は破断吸収エネルギーに関して寸法効果が存在する。

2.2 延性破壊

単軸引張試験片での延性破壊は突発的な微視的空孔合体によりおこる。微視的空孔 (void) は材料内部に存在する穴である。この空孔が発生、成長、合体する3過程を経て延性破壊が起きる。Figure (2.3) に示すように、初期状態 (a) において、材料内部の内部介在物 (inclusion) や第2相粒子 (the second phase particle) が存在し、適度な応力、ひずみ速度が負荷されていると、内部介在物や第2相粒子周囲から微小空孔が発生する (b: microvoid nucleation)。最初に空孔が発生するのは比較的寸法の大きな内部介在物や第2相粒子周囲と考えられる。それらの空孔成長 (microvoid growth) が他の比較的小さな内部介在物や第2相粒子の周囲に副次的な空孔の発生を促す (c)。この空孔成長と発生の同時進行の結果、空孔同士が合体 (coalescence) して、試験片が分離する。合体の際には、近接した空孔同士が直接合体 (direct coalescence) するか、ある程度の距離にある空孔間のリガメント部が内部微視的くびれ (internal microscopic necking, local necking) を起こすと考えられている。実際の延性破面は大きなディンプル (くぼみ, dimple) 同士が隣接し、直接合体した痕跡も、ディンプル間で刃状分離 (knife-edge separation) した跡も観察される。

以下に延性破壊過程を順に追って代表的なモデルを記す。

2.2.1 微視的空孔発生

金属材料の場合、微視的空孔の発生は内部介在物と母材との界面での剥離 (decohesion) や第2相粒子の割れ (cracking) によって発生すると考えられる。内部介在物や第2相粒子の体積含有率の増加が破断ひずみを減少させる実験的事実⁽³¹⁾から示されている。それらの寸法は $0.01 [\mu\text{m}]$ 以上であり、転位論が適用されるスケールの範囲 ($\ll 1 [\mu\text{m}]$) と塑性を加味した連続体力学が適用されるスケールの範囲にまたがっている。また、それぞれの形状も種々複雑である。これらのことが微視的空孔発生の解析を困難にしている。

界面の剥離による空孔発生には、条件として、空孔内面の新生面の表面エネルギーが、剥離した粒子により解放された弾性ひずみエネルギーに等しいかそれ以上である必要がある^(32, 33, 34)。しかしながら、内部介在物の寸法が球形を仮定した場合の直径において $0.025 [\mu\text{m}]$ 以上で、この必要条件是塑性変形開始と同時に満たされてしまう⁽³⁵⁾。したがって、界面の剥離における十分条件はある臨界応力 σ_c が界面で達成されることであると考えられる。

転位論を用いた解析によれば^(33, 34)、剥離を生じる条件は臨界応力 σ_c が、第2相粒子まわりの局所的な応力 σ_{local} 、巨視的等方応力 σ_m および最大偏差応力 S の和に等しいことである。

$$\sigma_{\text{local}} + \sigma_m + S = \sigma_c \quad (2-11)$$

ここで、局所的応力はひずみ ϵ と介在物 (第2相粒子) 径 r との比の平方根に比例する。

$$\sigma_{\text{local}} \sim \sqrt{\frac{\epsilon}{r}} \quad (2-12)$$

Equation (2-11) を満たす時の ϵ が塑性不安定であるときのひずみ ϵ_n である。巨視的応力状態に近似を用いることにより

$$\epsilon_n = Cr(\sigma_c - \sigma_m)^2 \quad (2-13)$$

ここで、 C は定数である。この式は転位論が適用できるサブミクロン・スケールの介在

物(第2相粒子)に対する解析結果であるが、これが示した傾向 $\sqrt{\epsilon_n} \sim -\sigma_m$ は Le Roy *et al* の球状化1045鋼製丸棒試験片についての実験結果に一致している⁽³⁶⁾。

他方、連続体力学を用いて、加工効果のない場合と線形的な場合について近似的に以下の式が求められている⁽³²⁾。

$$\bar{\sigma} + \sigma_m = \sigma_c \quad (2-14)$$

$\bar{\sigma}$ は等価応力である。この解析では介在物(第2相粒子)径が含まれず、臨界応力は応力状態により一定であり Le Roy *et al* の実験などと比較ができない。しかし、比較的大きな介在物(第2相粒子)については Argon *et al* の実験⁽³²⁾ とよく一致している。

逆に、この解析結果は介在物(第2相粒子)といった微視的な機構を含んでいないことが利点でもある。材料の微視的観察による介在物(第2相粒子)の分布測定を必要とせず、負荷条件から臨界応力が推定できるからである。

応力3軸度 $\sigma_m/\bar{\sigma}$ の影響を考えるために、Equation (2-14) を以下のように書き換える。

$$\bar{\sigma} \left(1 + \frac{\sigma_m}{\bar{\sigma}}\right) = \sigma_c \quad (2-15)$$

この式は等価応力 $\bar{\sigma}$ が一定であれば、応力3軸度の増大とともに臨界応力 σ_c が増加することを示している。つまり、応力3軸度が高く、塑性変形が拘束された状態では、微小空洞は発生し難くなる。したがって、応力3軸度の上昇は破壊形態が延性破壊から脆性破壊に遷移を促す。

上記の2つの解析はそれぞれ微小な介在物(第2相粒子)($\ll 1 \mu\text{m}$) と大きな介在物(第2相粒子)($\geq 1 \mu\text{m}$) についての傾向を示している。これらの相違について更なる研究が必要とされている。

2.2.2 微視的空孔の成長

微視的空孔の成長モデルは様々なものが提案されている。多くは微視的空孔の形状をだ円柱やだ円体あるいは円柱や球体と仮定して一様応力およびひずみ速度のもとで解析解

を得ている。McClintock は第一次近似としてだ円柱形状と仮定した空孔の3軸応力下での成長・合体を塑性力学的に解析した⁽³⁷⁾。その結果、空孔体積含有率が高いほど、応力3軸度が高いほど、また、ひずみ硬化率が低いほど、破断ひずみが小さくなることを示した。これは定性的に実験結果と一致する。球形空孔モデルとしては Rice & Tracey が解析している⁽³⁸⁾。このモデルは、ひずみ速度場が与えられた塑性体中の球形空孔の成長を以下のように示している。

$$\dot{R}_i = \left\{ (1+E)\dot{\epsilon}_1 + \left(\frac{2}{3}\dot{\epsilon}_j\dot{\epsilon}_j\right)^{1/2} D \right\} R \quad (2-16)$$

式中

$$(1+E) \approx \begin{cases} 5/3 & \text{for linear hardening.} \\ 2 & \text{for high valued of } \sigma_m \text{ with non-hardening} \end{cases} \quad (2-17)$$

$$D \approx \begin{cases} 0.75 \frac{\sigma_m}{\sigma_Y} & \text{for linear hardening.} \\ 0.558 \sinh\left(\frac{2}{3}\frac{\sigma_m}{\sigma_Y}\right) + 0.008\nu \cosh\left(\frac{2}{3}\frac{\sigma_m}{\sigma_Y}\right) & \text{for non-hardening.} \end{cases} \quad (2-18)$$

ひずみ速度場は Lode の変数⁽³⁹⁾

$$\nu = -\frac{2\dot{\epsilon}_2}{\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_3} \quad (2-19)$$

により与えられている。加工硬化を考慮しない場合(non-hardening)、単軸引張降伏応力 σ_Y は等価応力 $\bar{\sigma}$ に等しく、上式は応力3軸度 $\sigma_m/\bar{\sigma}$ とひずみ速度場 ν で整理される。この場合、高応力3軸度で微小空洞の成長速度は級数的に増加する。また、空孔の形状は応力3軸度によらず、主引張方向に伸びただ円体となる。Le Roy は更にこの解析をだ円体に拡張している⁽³⁶⁾。

また、だ円体型空孔の成長率に関して Morimoto & Shioya も解析により、単軸引張下で主引張方向と直行する方向に扁平に変形する結果を得ている⁽⁴⁰⁾。

このように、空孔の成長則に関しては多くのモデルが提案されているが、それぞれに適当な仮定がなされ、定量的に実験結果に合致する解は得られていない。しかし、定性

的には、空孔の発生後、応力3軸度の高低に関わらず急速に空孔は成長する。また、多くのモデルでは成長した空孔は主引張方向に扁平に変形した形状となるとされている。

2.2.3 微視的空孔の合体

成長した空孔の合体は隣接した空孔同士が直接合体する場合と、適当な距離の空孔間のリガメント部が内部微視的くびれにより変形して合体する場合とが考えられる。距離の近い寸法の空孔間で比較的小寸法の空孔が誘発されて合体する場合もあるが、微視的に見れば、小寸法空孔と大寸法空孔が直接合体あるいは内部微視的くびれにより合体していると考えられる。

McClintock はだ円柱形状型空孔の3軸応力下での挙動の解析において、空孔同士が接した時に直接合体すると仮定して破断ひずみを解析的に求めた⁽³⁷⁾。しかし、その値はEdelson-Baldwinの実験結果⁽³¹⁾との比較において、実験値より過大である。これは空孔成長の解析において空孔間の干渉を無視した結果と考えられている⁽⁴¹⁾。

Thomason は空孔の成長を考慮せず、空孔間の内部微視的くびれにのみ注目して破断ひずみを解析的に得ている⁽⁴²⁾。このモデルでは剛塑性体中に直方体型の空孔が規則正しく並んでいるとし、空孔間のリガメント部において2次元平面ひずみを適用するKudoの解析を利用している⁽⁴³⁾。これは解析の簡略化を期してであるが、空孔間が平面ひずみ状態であることは一部の実験結果が示唆している⁽⁴⁴⁾。Thomasonの解析によると内部微視的くびれを起こす臨界条件は以下ようになる。

$$\frac{\sigma_n}{2k}(1-\sqrt{V_f})^{-1} + \frac{\sigma_m}{2k} < \frac{\sigma_1}{2k} + 1. \quad (2-20)$$

ここで、 σ_n はリガメント部の変形が起こる際の遠方での引張応力、 k はせん断降伏応力、 V_f は空孔の体積含有率であり、 σ_1 は遠方での引張応力である。加工硬化を考慮しないので $2k = \sigma$ であり、左辺第2項が応力状態の多軸度を表している。この式は高応力3軸度では左辺値が増大し、内部微視的くびれが起こりにくくなることを示唆している。近似

的に $\sigma_m = 0$ 、 $\sigma_n = 0$ の場合、 V_f が十分小さければ

$$\epsilon_f \sim \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1-\sqrt{V_f}}{\sqrt{V_f}} \right], \quad (2-21)$$

と破断ひずみが推定される。これはEdelson-Baldwinの実験結果⁽³¹⁾の良い下界を与える。

実際の延性破壊では初期空孔の発生、合体のみではなく、初期空孔が副次的な空孔を誘発し、それらの成長が更なる空孔の発生を促すなど、非常に複雑な過程を辿る。初期空孔による副次的な空孔の発生については竹村が数値解析を行い、応力3軸度の増加とともに副次的空孔発生点の主空孔に近づく傾向を示した⁽⁴⁵⁾。

2.3 延性-脆性遷移

2.3.1 温度

合金の破壊形態の温度依存性はシャルピ衝撃試験により明瞭に示される。

Figure (2.4) はその吸収エネルギーの温度依存性を示している⁽²⁰⁾。吸収エネルギーは低温で一定だが、温度上昇とともに急激に増加し、高温で飽和して再び一定になる。概略的には温度-吸収エネルギー曲線はFig.(2.1)と同様な曲線になる。延性-脆性遷移域は、両一定部に挟まれた急激な変化をする領域である。この曲線の傾向は低強度鉄鋼において特に顕著であり、更に、破断に至までの吸収エネルギーの変化は破壊の微視的機構に対応している。温度上昇により微視的破壊機構がへき開型破壊から微小空洞合体型に変化する。へき開型破壊は塑性変形をほとんどともなわぬが、微小空洞合体型破壊は大きな塑性変形をとまうため、吸収エネルギーが飛躍的に増大するのである。しかし、他の材料、例えば25%Ni鋼(マレージング鋼)ではこのような吸収エネルギー明瞭な温度依存性は表れない。そのため、工業規格により定められた吸収エネルギーでの温度を遷移温度とすることがある。勿論、この具体的な吸収エネルギー値は材料により異なる。また、吸収エ

エネルギーの温度依存性は試験片形状により異なる。Figure (2.4) に示されるように、試験片厚の増大に伴い、遷移域の温度範囲が高温側に移動していく。

破壊形態の温度依存性は吸収エネルギー以外の巨視的指標によっても示される。Figure (2.4) には破断面のせん断域割合を指標とした温度依存曲線も示している。シャルピ衝撃試験による破断面はへき開型破断面がせん断破断面により囲まれた状態となる。せん断破断面の見かけの面積割合をせん断域割合として脆性延性遷移の巨視的指標に利用する。せん断域割合の温度依存性は吸収エネルギーと同様な曲線となるが、延性-脆性遷移域の温度範囲は一致しない。

破壊形態は巨視的指標の温度依存性により明瞭ではあるが定性的に示される。しかし、延性-脆性遷移域の温度範囲は材質、試験片形状、そして、使用する巨視的指標により異なる。

2.3.2 応力状態

3軸応力状態は、丸棒試験片に環状切欠きをつける方法により、容易に実現できる。環状切欠き付き試験片が引張荷重を受けた場合、切欠き内部での塑性変形による断面収縮は切欠き上下の塑性変形していない部分により妨げられる。このように塑性拘束を受けた状態では、また、引張方向への伸びも妨げられ、切欠き内部のさらなる塑性変形にはより大きな引張応力が必要となる。応力-ひずみ線図では、引張応力の増大が線図全体をどう応力方向に上昇させ、引張方向への伸びの低下が線図を低ひずみ側へ縮小させる形で示される。応力線図からこの塑性拘束を表わす指標として塑性拘束係数が次のように定義されている。

$$\lambda = \frac{\sigma_z}{\sigma_y} \quad (2-22)$$

上式において、 σ_z は全断面降伏した場合の軸方向引張応力、 σ_y は平滑試験片の1軸応力引張での降伏応力である。

また、塑性拘束の度合いを直接的には表さないが、応力3軸度をパラメータとして用いることもある。応力状態は静水圧成分と偏差応力成分に分解でき、それぞれ、平均応力と等価応力により表し、それらの比を応力3軸度という。von Mises の降伏条件によれば、等価応力が単軸降伏応力を超えると塑性変形を開始するので、応力3軸度により塑性変形を伴って破断に至るか、弾性変形のみで破断するかの傾向を示せる。

応力3軸度は試験片の形状と試験片内の位置により異なるが、環状切欠き付き丸棒試験片では切欠き底断面中心での応力3軸度は Bridgman により以下のように近似されている。

$$\frac{\sigma_m}{\bar{\sigma}} = \frac{1}{3} + \ln \left(1 + \frac{a}{2R} \right) \quad (2-23)$$

ここで、 $\bar{\sigma} = \sigma_z - \sigma_r$ は等価応力、 σ_m は平均応力である。

3軸応力状態以外にも、応力状態による延性-脆性遷移は平面応力状態から平面ひずみ状態への変化によりおこる。この応力状態の変化はき裂長さに対する板厚の変化によりおこる。端的に言えば、薄板では平面応力状態、厚板中心部では平面ひずみ状態となる。平面応力状態と平面ひずみ状態ではき裂先端での塑性域の大きさが異なる。

第一次近似として、平面応力でのき裂先端近傍の塑性領域半径 r_y は

$$r_y = \frac{1}{2\pi} \frac{K^2}{\sigma_y^2}, \quad (\text{plane stress}) \quad (2-24)$$

$$r_y = \frac{1}{6\pi} \frac{K^2}{\sigma_y^2}, \quad (\text{plane strain}) \quad (2-25)$$

ここで、 K は応力拡大係数であり、材質と試験片形状に依存する。また、塑性領域の大きさはき裂進展方向との角度によって変化することを考慮すれば、

$$r_y = \frac{K^2}{2\pi\sigma_y^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(1 + 3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{plane stress}) \quad (2-26)$$

である。平面ひずみでは

$$r_y = \frac{K^2}{6\pi\sigma_y^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(1 + 3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{plane strain}) \quad (2-27)$$

である。これらの式は平面応力状態では平面ひずみ状態よりも塑性域が小さいことを示している。形成される塑性域の寸法は破断ひずみや破断吸収エネルギーに影響し、平面応力状態の場合が平面ひずみ状態よりもそれらの値が小さくなる。

2.3.3 材質

延性-脆性遷移に大きな影響を及ぼす材質の特性としては、第1に結晶構造、第2に金属組織である。

結晶構造については、面心立方格子 (FCC) をとる金属より、体心立方格子 (BCC) を持つ金属のほうが降伏応力が温度やひずみ速度に敏感である。例えば、前述のシャルピ衝撃試験では、アルミ、ニッケル、銅といった面心立方格子結晶をとる金属の合金は、吸収エネルギー-温度曲線において、明瞭な延性-脆性遷移域を示さない。一方、鉄系合金は体心立方格子結晶を持ち、遷移域を明瞭に示す。これらの相違はBCC結晶はFCC結晶よりも、Pierls-Nabarro 応力が温度に大きく依存するためである。

BCC結晶を持つ鉄系合金でも軟鋼は延性-脆性遷移を明瞭に示すが、マレージング鋼などの高強度鋼は温度変化に対して明瞭に遷移域を示さない。これは金属組織の相違から生じる。マレージング鋼の場合、BCC結晶のマルテンサイト素地に微細なNi化合物を第2相粒子として析出させて、微小き裂の進展や転位の進展を阻害している。阻害の度合いは温度によりあまり変化しないので、温度変化による遷移域が明瞭に表れないのである。

また、温度依存性とは別に、第2相粒子の濃度に依存して破壊形態は変化する。このような働きをする第2相粒子はC,Ni,Cr,Mo,Si,Mn,Co,Ti,V,Alなどにより形成される。結晶粒界もこれらの化合物が集中して析出しているので、微小き裂の進展や転位の進展を阻害する要因である。そのため、金属組織の結晶粒径により破壊形態も変化する。金属結晶組織において、結晶粒を細密化すれば、延性-脆性遷移温度の低下が見られる。これは、結晶組織が細密化されれば、結晶粒界の間隔が狭まり、微小き裂が進展しにくく

なるためである。



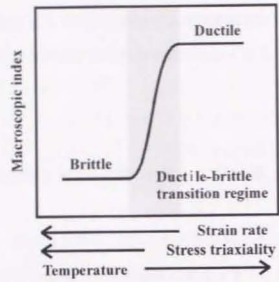


Fig.2.1 Illustration of the ductile-brittle transition.

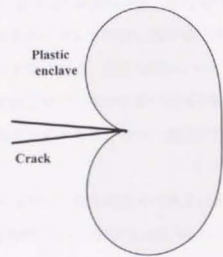


Fig.2.2 Plastic enclave at the tip of crack.

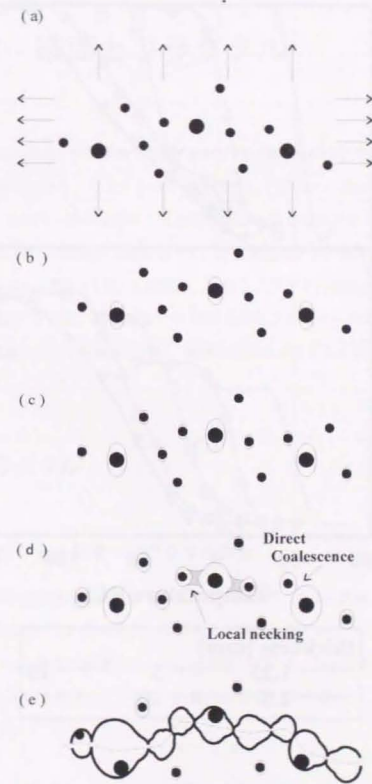


Fig.2.3 A schematic representation of the ductile-fracture process in metals.

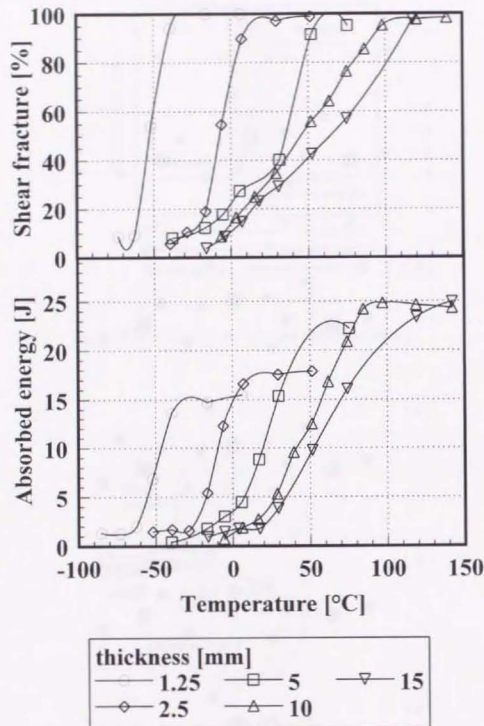


Fig. 2.4 Energy-temperature curves and shear fracture-temperature curves of 38-mm-thick plate of A283 steel tested with Charpy V-notch specimens^[20].

第3章 破面とフラクタル

Benoit B. Mandelbrot が啓蒙書 *THE FRACTAL GEOMETRY OF NATURE*^[2] を著して以来、20 周年になる。フラクタルという図形も「新しい」概念から「比較的新しい」概念となり、近年は一般に受容された感がある。本章ではフラクタルについてフラクタル次元 (第 3.1.1 節) の定義から順を追って、自己相似形フラクタル (第 3.1.1 節)、自己アフィンフラクタル (第 3.1.1 節) と説明し、破面のフラクタル次元の算出法について述べる (第 3.1.2 節)。その後、脆性破面での GOI 条件とフラクタル次元の関係について提案されている理論を紹介し (第 3.2.2 節)、実際の破面のフラクタル次元について述べる (第 3.2.4 節)。

3.1 フラクタル

3.1.1 フラクタル測度・フラクタル次元

通常の幾何学では物体は整数次元で表される。例えば、点は 0 次元、線は 1 次元、面は 2 次元と表現される。これらの次元は位相次元と呼ばれる。いずれの次元値も、個数、長さ、面積といった物体の測度 (measure) と関連している。Fig.(3.1) に示すように、線の長さは、長さ δ の単位線分に分割して、線分の個数で表される。

$$L = \sum \delta^1. \quad (3-1)$$

同様に、面の面積は面を $\delta \times \delta$ の単位平面に分割することで

$$A = \sum \delta^2 \quad (3-2)$$

と表される。ここで注意すべきは、Eqn.(3-1) と Eqn.(3-2) において、 δ の指数が位相次元と一致していることである。そして δ が 0 に近づくにつれて、 N は無限大になり、測度は不定になるにもかかわらず、この指数は一定のままである。

Eqn.(3-1), Eqn.(3-2) は曲線と面についてだが、一般的に位相次元が k の物体 S については以下のようになる。

位相次元が k の物体 S は $\mathbf{R}^k \ni S$ なる集合である。この S を集合 $\{U_1, U_2, \dots, U_N\}$ で被覆する。つまり、

$$S \subset U_1 \cup U_2 \cup \dots \cup U_N. \quad (3-3)$$

U_i は $\mathbf{R}^k \ni U_i$ で、それぞれの集合の直径はたかだか δ である。

$$\delta = \sup d(U_i) \quad (3-4)$$

式中、 d は集合の直径をとる関数である。

前述の線分の例 (Fig.(3.1)(a)) では U_i がすべて同じ長さ δ の小線分であり、正方形の例 (Fig.(3.1)(b)) ではすべて同じ面積 δ^2 の小正方形である。これらにより全体の線分、正方形を埋め尽くし、被覆していることとなる。

ここで、集合 $\{U_1, U_2, \dots, U_N\}$ の要素数 N は δ の関数である。

$$N = N(\delta). \quad (3-5)$$

さて、 S の測度 $M(S)$ は

$$M(S) = \sum_i^N M(U_i) \quad (3-6)$$

であるが、右辺はたかだか

$$\sup \sum_i^N M(U_i) = N(\delta) \delta^k. \quad (3-7)$$

この上限値は δ の値により変化するが、 δ の 0 での極限をもって、集合 S の k -次元測度と定義する。

$$M_k(S) \equiv \lim_{\delta \rightarrow 0^+} N(\delta) \delta^k \rightarrow \begin{cases} 0, & k > D \\ < \infty, & k = D \\ \infty, & k < D \end{cases} \quad (3-8)$$

上式に既に示したが、集合 S の k -次元測度が 0 以外の有限一定値に収束するとき、その k 値、 D を Hausdorff-Besicovitch 次元と呼ぶ。また、この D -次元測度を Hausdorff 測度と呼ぶ。

$$M_D(S) = \lim_{\delta \rightarrow 0^+} N(\delta) \delta^D < \infty \quad (3-9)$$

D 値が位相次元とは異なる非整数値であるとき、これを単にフラクタル次元 (Fractal dimension), Hausdorff 測度をフラクタル測度 (Fractal measure) と呼び、その集合 S をフラクタルであるという。

以上の定義は数学的には明確であるが、 δ の 0 極限などをとることは実用的ではない。そのため、以下の性質を用いてフラクタルであるかの判定をする。

\mathbf{R}^n のフラクタル集合 S のフラクタル次元が D のとき、Eqn.(3-9) 中の $N(\delta)$ は収束を満たすために、

$$N(\delta) \propto \delta^{-D} \quad (3-10)$$

である必要がある。これにより、 S の測度 $M(S)$ は 0 以外の有限一定値に収束しないが、指数 D の累乗則に従う。

$$\sup M(S) = N(\delta) \delta^n \propto \delta^{n-D} \quad (3-11)$$

つまり、 δ を変化させて測定した測度が累乗則に従えばフラクタルであると判定できる。

また、異なる δ_1, δ_2 での測度 $M_1(S), M_2(S)$ の比は、やはり、同じ累乗則に従う。

$$\frac{\sup M_1(S)}{\sup M_2(S)} = \frac{N(\delta_1) \delta_1^n}{N(\delta_2) \delta_2^n} = \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} \right)^{n-D} \quad (3-12)$$

もしも、 δ_1 , δ_2 がともに十分小さければ、上式最左辺の測度の上限の値は測度とほぼ等しくなるだろう。このとき

$$\frac{M_1(S)}{M_2(S)} = \left(\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)^{n-D} \quad (3-13)$$

である。この式から

$$M_1(S) = M_2(S) \left(\frac{\delta_1}{\delta_2}\right)^{n-D} \quad (3-14)$$

Equation (3-14) は元となる測度と任意の δ での測度の関係を表わし、フラクタルを物理現象に導入する際によく利用される関係であり、重要である。殊に、フラクタル曲線の見かけ長さ L_0 と真実長さ L の関係、フラクタル曲面の見かけ面積 A_0 と真実面積 A の関係はよく利用される。

$$L = L_0 \left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^{1-D}, \quad (3-15)$$

$$A = A_0 \left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^{2-D}. \quad (3-16)$$

勿論、 $\delta \rightarrow 0+$ の極限はとれないので、十分小さな δ での長さ、面積を真実のものとして代用している。

自己相似フラクタル

Fig.(3.1)の線分や正方形の場合、図形全体がその縮小版の相似形で分割される。このように全体の一部分が全体の相似になっている図形を自己相似形 (self-similar geometry) と呼ぶ。その k -次元測度 M_k は縮小版の相似形の個数 N により

$$M_k = N(\delta)\delta^k \quad (3-17)$$

と、上限ではなく厳密に、表すことができる。 $\delta \rightarrow 0+$ で、 $k = D_s$ のときに Hausdorff 測度が 0 以外の有限一定値に収束し、 D_s が非整数値になるとき、これを自己相似次元 (self-similar dimension) と呼ぶ。 M_k が一定になる必要性から

$$N \sim \delta^{-D_s}. \quad (3-18)$$

であるので、

$$D_s = -\frac{\log N}{\log \delta} \quad (3-19)$$

と求めることができる。

Figure (3.2) に示す、Koch 曲線は代表的な自己相似フラクタル図形である。この図形は、全体の図形の縮尺 1/3 の相似形が 4 個接合され元の全体の図形を構成している。これはそれぞれ縮尺された相似形についてもいえるので、被覆する図形の縮尺を 1/3 する毎に構成する縮小形の数が 4 倍に増えていく。従って、

$$N \left(\left(\frac{\delta}{3} \right)^n \right) = 4^n \quad (3-20)$$

図形の位相次元を 1 として、測度である線分の長さを 0 に近づけると Hausdorff 測度が無限大に発散してしまう。逆にしかし、位相次元を 2 とすれば Hausdorff 測度は 0 となる。0 以外の有限一定値になる次元は $\log 4 / \log 3 (= 1.26\dots)$ と非整数である。

$$M_1 = \lim_{n \rightarrow \infty} 4^n \left(\frac{1}{3^n} \right)^1 = \infty. \quad (3-21)$$

$$M_2 = \lim_{n \rightarrow \infty} 4^n \left(\frac{1}{3^n} \right)^2 = 0. \quad (3-22)$$

$$M_{D_s} = \lim_{n \rightarrow \infty} 4^n \left(\frac{1}{3^n} \right)^{\log 4 / \log 3} = 1 < \infty. \quad (3-23)$$

自己アフィンフラクタル

自己相似図形の場合、図形の一部分は全体の相似形であり、いずれの方向にも等しい縮尺で縮小されている。前例の Koch 曲線では、小図形は x 方向および y 方向に等しく 1/3 に縮尺してある。このような等方的拡大率にかわり、方向により異なる拡大率を用いることで、図形の一部分が全体と合同な図形になる図形を自己アフィン図形 (self-affine geometry) という。更に、任意のスケールにおいて適当な非等方的拡大を適当な一部分に用いることにより全体と合同な図形が得られる図形を自己アフィンフラクタル図形 (self-affine fractal geometry) という。

例えば, Fig.(3.3)に示す図形は自己アフィン曲線である. この図形は次のような段階を経て作成されている. まず, 最初に斜直線がある (Fig.(3.4)(a)). この直線を4本の斜直線で構成される曲線で置き換える (Fig.(3.4)(b)). 4本の斜直線はx方向に1/4であり, y方向に1/2である. 更に, 置き換えたそれぞれの斜直線を類似な曲線で置き換える (Fig.(3.4)(c)). この際, 曲線は先程の曲線のx方向に1/4, y方向に1/2の曲線である. つまり, これを構成する斜直線はもとの斜直線のx方向に1/16, y方向に1/4であり, この斜直線16本により図形全体が構成される. それぞれの斜直線を曲線に置き換える操作を無限回繰り返すことにより, Fig.(3.3)に示す自己アフィンフラクタル曲線が生成される.

ここで, この曲線の横方向をx方向, 縦方向をy方向と座標をとり, 曲線を $y = f(x)$ と表す. 曲線のx方向の範囲は $0 \leq x \leq 1$ とする. この高さの関数には以下のような性質がある.

$$f(x+\tau) - f(x) \sim b^{-\alpha} \{f(x+b\tau) - f(x)\}. \quad (3-24)$$

例えば,

$$f(0+1) - f(0) = 2 \left\{ f\left(0 + \frac{1}{4}\right) - f(0) \right\} \quad (3-25)$$

$$f(0+1) - f(0) = 4 \left\{ f\left(0 + \frac{1}{6}\right) - f(0) \right\} \quad (3-26)$$

$$f(0+1) - f(0) = 4 \left\{ f\left(\frac{1}{4} + \frac{1}{4}\right) - f\left(\frac{1}{4}\right) \right\} \quad (3-27)$$

これらから, Eqn.(3-24)における指数 α は

$$\alpha = -\frac{\log \frac{f(x+\tau) - f(x)}{f(x+b\tau) - f(x)}}{\log b} \quad (3-28)$$

$$= \frac{1}{2}. \quad (3-29)$$

この指数 α を自己アフィン指数 (self-affine exponent) あるいは Hölder 指数という.

Eqn.(3-24)において等号は用いていないが, それは以下の例にあるように, 任意の x について成り立たないためである.

$$f(0+1) - f(0) \neq \left(\frac{1}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ f\left(0 + \frac{1}{2}\right) - f(0) \right\} = 0 \quad (3-30)$$

3.1.2 断面曲線のフラクタル次元

断面曲線は自己相似図形ではないが, 横方向のスケールを $1/r$ したときに縦方向のスケールを $1/r^H$ としたとき統計的に相似な性質がある場合がある. これを統計的自己アフィンフラクタル (statistically self-affine fractal) と呼ぶ. 統計量として, ある一定間隔 t の高低差の分散を採ることが一般に行われている. これを高さ-高さ相関関数 (height-height correlation) と呼ぶ. 縦断面曲線 $h(x)$ に対する, 高さ-高さ相関関数 $C(t)$ は⁽⁴⁶⁾,

$$C(t) = \left[\overline{\{h(x+t) - h(x)\}^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3-31)$$

縦断面曲線が統計的自己アフィンフラクタルの場合には, 間隔 t との間に累乗則が見出される.

$$C(t) = ct^H \quad (3-32)$$

ここで, H は Hurst 数と呼ばれる. この曲線のフラクタル次元は, 曲線を $t \times bt$ の箱で覆って, その数 N を数えることにより求められる. 曲線の長手方向の長さを L とすれば

$$N = \frac{C(t)}{bt} \times \frac{L}{t} \quad (3-33)$$

$$= \frac{cL}{b} t^{H-2}. \quad (3-34)$$

$N \sim t^{-D_f}$ より,

$$D_f = 2 - H. \quad (3-35)$$

この他にもフラクタル次元を計算する方法はいくつか提案されている. 例えば, 自己相似曲線に対するボックスカウンティング法 (Box-counting method) や Richardson プロット, 一般的なフラクタル曲線に対する, 一般化フラクタル次元⁽⁴⁷⁾やレニー・エントロピー (Renyi entropy) などが提案されている.

本研究では破面の縦断面曲線を対象とする. 前者は自己相似曲線にのみ適用すべきであり, 後者は表面形状との直接的な関連性が薄く, 将来の表面形状のモデリングの際に不都合と思われる. そのため, 高さ-高さ相関関数を用いた.

3.2 破面とフラクタル

完全な脆性破壊の場合に、Griffith-Orowan-Irwinの破壊条件(以下 GOI条件)を介して、応力拡大係数とフラクタル次元の相関について以下のように説明されている。

3.2.1 GOI条件

GOI条件について述べるにあたり、Griffithのエネルギーバランスから説明を始める。

無限平面内に単独のき裂が存在するとする。この物体の系全体のポテンシャル・エネルギー U は、表面エネルギー Π 、内部エネルギー U_E と外力による仕事 W の成分に分解することができる。

$$U = -W + U_E + \Pi. \quad (3-36)$$

外力によりき裂が進展し、表面積 dA の新生面が生成したとする。外力のなす仕事は新生面の生成に消費され、系全体のポテンシャル・エネルギーは変化しない。つまり、新生面の単位面積当たりのポテンシャル・エネルギーの変化はないので、

$$\frac{dU}{dA} = 0. \quad (3-37)$$

または

$$\frac{d\Pi}{dA} = \frac{d(W - U_E)}{dA}. \quad (3-38)$$

この右辺をエネルギー解放率 G という。エネルギー解放率が臨界応力拡大係数に対応する値 G_C に達すると、材料は不安定破壊をおこす。これが Griffith-Orowan-Irwin の条件(以下、GOI条件)である。

また、別の観点では、Eqn.(3-38) から、エネルギー解放率は外力による仕事のうち、内部エネルギーに貯えられなかったエネルギーであり、これが、新生面の生成に必要な有効表面エネルギー Γ を超えるときに臨界エネルギー解放率にあたる。即ち

$$G_C = 2\Gamma \quad (3-39)$$

単位面積当たりの有効表面エネルギーを γ とすれば、 $\Gamma = \gamma dA$ である。結局、

$$\frac{d\Pi}{dA} = \frac{K_C^2}{E'} \quad (3-40)$$

$$(3-41)$$

である。

より具体的に線形弾性体の無限体中の直線状の貫通き裂を考える(Fig.(3.6))。無限体の厚みは t 、き裂の幅は $2l$ とする。無限遠方に1軸引張応力 σ が負荷されたときに、き裂が dl 伸びたとする。

また、表面エネルギーは $A = 4t(l + dl)$ として、

$$\Pi = 4\gamma t(l + dl). \quad (3-42)$$

材料が、塑性変形と加工硬化を無視でき、線形的な挙動をするときには、エネルギー開放率と応力拡大係数 K との間に

$$G = K^2/E' \quad (3-43)$$

の関係がある。ここで、 $E' = E/(1 - \nu^2)$ (平面ひずみ)、 $E' = E$ (平面応力)である。

無限板中のき裂の Mode I 型引張では

$$K = \sigma\sqrt{\pi l} \quad (3-44)$$

が成り立つので、不安定破壊の起因となる臨界応力 σ_c は、これらから GOI 条件を考慮して、

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{4E'\gamma}{\pi l}}. \quad (3-45)$$

となる。

3.2.2 フラクタル形状の脆性破面

GOI条件において、破面の表面積の項は表面エネルギーの推定に当たり、必要な項である。従来、破面は平面として扱われてきた。Figure (3.6) のような貫通き裂の場合、き裂

が長さ dl だけ進展したときに、新生面の面積は $2tdl$ とされてきたのである。これは勿論、 dl が極微量で新生面内の凹凸が無視できる程、極々微小であると仮定しての近似である。この近似をより実際の破面に忠実にするために、新生面がフラクタルであると仮定して、新生面の真実面積を GOI 条件に取り込む試みがなされている。それらの大略を説明する。

脆性破面をフラクタルとして扱うモデルは大別して2通りある。第1にはき裂面に垂直な縦断面でのみフラクタル曲線であり、部材の厚さ方向には滑らかな曲線、あるいは、単純化して直線であるとする。第2にはき裂面全体をフラクタルとして扱うモデルである。

新生面がフラクタル構造を持つ面だと仮定し、き裂が進展する前のき裂先端から進展後のき裂先端への距離を L_0 とする。これを見かけ曲線長と呼び、この線を厚さ方向に平行移動して部材を貫通させてきた面の面積 $A_0 = tL_0$ を見かけ面積と呼ぶ。これらに対して、き裂の凹凸を考慮した真実曲線長を L 、真実面積を A と表わす。

見かけの曲線長、表面積と真実曲線長、真実表面積は Fig.(3-16), Fig.(3-16) から

$$L = L_0 \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{1-D_1}, \quad (3-46)$$

$$A = A_0 \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{2-D_2}. \quad (3-47)$$

δ は任意の長さである。ここで注意すべきはフラクタル次元 D_1 と D_2 は異なる値であり、それぞれ $1 < D_1 < 2$, $2 < D_2 < 3$ の範囲にある。

このような真実曲線長、真実表面積と用いてエネルギー解放率は

$$G_C = 2\gamma t L_0 \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{1-D_1} \quad (3-48)$$

$$G_C = 2\gamma A_0 \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{2-D_2} \quad (3-49)$$

となる。材料の挙動が線形であるとき、 $G_C = K_C^2/E'$ であるから、臨界応力拡大係数とフラクタル次元の関係式が以下になる

$$K_C = \left\{ 2\gamma E' L_0 t \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{1-D_1} \right\}^{1/2}, \quad (3-50)$$

$$K_C = \left\{ 2\gamma E' A_0 \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{1-D_2} \right\}^{1/2}. \quad (3-51)$$

または

$$\log K_C = \frac{1}{2} \log(2\gamma E' L_0 t) + \frac{1}{2}(1-D_1) \log \left(\frac{\delta}{L_0} \right), \quad (3-52)$$

$$\log K_C = \frac{1}{2} \log(2\gamma E' A_0) + \frac{1}{2}(2-D_2) \log \left(\frac{\delta}{L_0} \right). \quad (3-53)$$

これらの式には K_C の対数値がフラクタル次元値 D_1 , D_2 に応じて増加することが示されている。

3.2.3 フラクタル性の制限

臨界応力拡大係数 K_C とフラクタル次元 D の関係は Eqn.(3-50), Eqn.(3-51) に示され、それは幾つかの実験結果に指示されているが、同式は同時に矛盾を持っている。

Equation (3-50), Eqn.(3-51) はき裂進展で生じたき裂の微小な凹凸を δ のスケールで考慮している。き裂の微小形状を完全に考慮に入れるために $\delta \rightarrow 0+$ の極限をとると、両式とも K_C 値が無限大に発散する。

$$\lim_{\delta \rightarrow 0+} K_C = \begin{cases} \lim_{\delta \rightarrow 0+} \left\{ 2\gamma E' L_0 t \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{1-D_1} \right\}^{1/2} = \infty, \\ \lim_{\delta \rightarrow 0+} \left\{ 2\gamma E' A_0 \left(\frac{\delta}{L_0} \right)^{1-D_2} \right\}^{1/2} = \infty. \end{cases} \quad (3-54)$$

つまり、極々微小な観点からは不安定破壊は起こり得なくなる上、き裂は安定に進展させもしないこととなる。

この矛盾は表面を完全にフラクタルであると仮定し、 δ を 0 に近づけたことに起因する。観察するスケール δ を極々微小にすればするほど新たな、それでいて大きなスケールで観察した形状と似通った、微細な形状が次々と現れるフラクタル性をもつ表面では、表面積は無限大である。無限大の表面積では新生面の生成に要するエネルギーも当然無限

大となる筈である。従って、き裂は進展しない。つまり、極々微視的なスケールにおいてまで完全なフラクタル形状を持つき裂自体存在しないのである。

これらのことから、GOI条件にフラクタルを適用する場合にフラクタル性を示すスケール範囲を制限するべきであろう。

3.2.4 破面のフラクタル次元

破面のフラクタル次元は、Mandelbrot & Passoja の実験にはじまり、諸材料の諸条件下で得られた破面について、これまでも計算されているが、脆性-延性遷移を主眼に据えた研究は、著者の知見の限りでは、見当たらない。しかし、破面の生成条件を変化させることにより、脆性度、延性度を変化させた実験例が幾つかある (Fig.(1.3))。

すでに述べたように、脆性破面において、GOI条件の修正により、 K_{IC} の増加に伴い、フラクタル次元値が上昇する傾向が理論的に示されており^[6]、Fig.(1.3)にあるように、 V_3Al やアルミナのような脆性材料の破面のフラクタル次元値はこの傾向に一致している。 K_{IC} の増加は破壊形態が脆性的破壊から延性的破壊に近づくことを表しているの、GOI条件の修正によれば、脆性破壊が延性破壊に遷移するにつれて生成される破面のフラクタル次元値は増加する。逆に、より、脆性破壊になるにつれて、減少することとなる。

Figure (1.3) (p.7) において、30MnCrNiMo 鋼、24SiCrNiMo 鋼は軟鋼であるので延性材料として示されているが、前者は低温において、後者は焼き入れされた状態で破断試験を行っているために脆性破壊を起こしていると考えられる。また、PES および PEK-C の破面は微小き裂とき裂間のせん断帯 (shear band) により構成されているので、延性破壊よりもむしろ脆性破壊と考える方がよいと思われる。これらの破面のフラクタル次元値は K_{IC} 値の増加に伴い減少している。つまり、より脆性破壊になるにつれて増加している。このように考えると、脆性における破壊形態の遷移に伴うフラクタル次元値の変化は統一的な傾向を示さない。

結局、脆性破壊において、脆性-延性遷移とフラクタル次元値の相関は一定の傾向を

示してはいない。また、延性破壊による破面のフラクタル特性についてはあまり報告されていない。

3.3 まとめ

本章ではフラクタルの基礎的な概念を説明し、フラクタル次元が図形の複雑さを表す指標として用いられることを導入した。そして、破面が純粋なフラクタル図形ではなく、統計的自己アフィン・フラクタルとして取り扱われることを示した。完全な脆性破面についてはGOI条件の修正により、フラクタル次元値と K_{IC} 値の相関が示されているが、種々の材料の破面に関する実験によれば、その理論だけでは説明できない、材料表面が存在する。

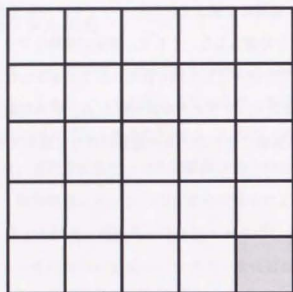
(a) $L = \sum \delta$ (b) $M = \sum \delta^2$

Fig.3.1 Euclidean objects and their measure

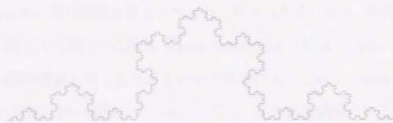
Fig.3.2 Koch curve of dimension $D = 1.26$.

Fig.3.3 Self-affine fractal.

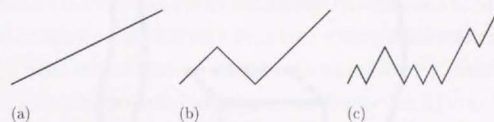


Fig.3.4 Generation of self-affine fractal. (a) initiator, (b) generator and (c) intermediate geometry.

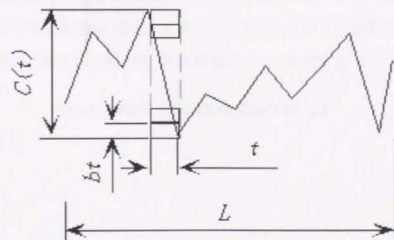


Fig.3.5 Box-counting method applied to statistical self-affine profile.

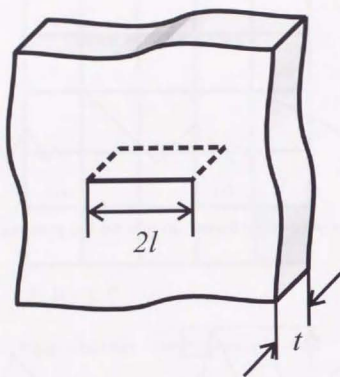


Fig.3.6 Configuration for Griffith theory.

第4章 炭素鋼および鋳鉄の延性—脆性遷移に関する実験

破壊形態と破面のフラクタル性の関係を調べるために破壊形態が延性—脆性遷移する破面を実験により生成する。破面を得るために破断試験は引張破断試験とし、材料の組成と3軸応力状態を変化させて破壊形態を変化させる。引張破断試験は準静的な荷重条件下で行う。試験片材料は炭素鋼とし、炭素濃度の異なる材料を用意する。3軸応力状態は環状切欠き付き丸棒試験片を用いて実現させる。切欠き半径の異なるものを、それぞれの材料で、幾種類か製作して、3軸応力状態を変化させる。

その結果、延性破断、延性脆性遷移域の破断、脆性破断の3様式の破面を得られている。これは走査型電子顕微鏡を用いた破面観察により確認している。また、破壊力学で常用される巨視的指標のうち、破断に至るまでの吸収エネルギーが、本実験の結果においては、延性—脆性遷移を表す指標として用いることができることを確認している。

以下に具体的に試験片、試験方法、その結果について説明する。

4.1 試験片

4.1.1 材料

本実験に用いた材料は0.35%炭素鋼 (S35C)、0.55%炭素鋼 (S55C)、および共晶状黒鉛鋳鉄 (Eutectic graphite cast iron) を用いた。いずれの材料も供試材は丸棒である。これら

を完全焼きなましし、試験片形状に加工し、さらに、加工ひずみ除去焼き戻しを行った。

4.1.2 供試材・熱処理

熱処理は真空管状炉を用いて行った。この炉は高温保持制御にファジィ推論制御を用いて高精度な温度保持制御ができる。また、冷却速度は制御できないが、冷却速度は完全焼きなましを施すのに十分遅く⁽⁴⁸⁾、亜共析鋼の A_3 変態点付近(0.3% C - 0.7% C において750 - 800 [°C])あるいは過共析鋼の A_1 変態点付近(750 [°C])⁽⁴⁹⁾では100 [°C/h]程度である。

熱処理条件についてはTab.(4.5)にまとめて示す。通常、完全焼きなましの条件は、亜共析鋼で加熱温度 $A_3 + 50$ [°C]で1[h]保持後炉冷。過共析鋼では加熱温度 $A_1 + 50$ [°C]で1[h]保持後炉冷である。鋼の炭素濃度が0.35%の場合には、約900 [°C]、0.55%のときは約850 [°C]であり、鋳鉄では約800 [°C]である。本実験では、鋼で約1000 [°C]、鋳鉄で860 [°C]と高温に設定した。これは炉内の温度測定を行う熱電対が、試験片より離れていることと、輻射により加熱されていることが原因により、温度測定器の指示温度より試験片の温度が低くなることを加味して設定した。また、応力除去焼きなましでは、通常、再結晶温度(約450 [°C])以上、 A_1 変態点以下(約700 [°C]以下)の温度範囲まで加熱後、炉冷する。

それぞれの材料についての詳細を以下に示す。

S35C

材料の成分をTab.(4.2)に示す。供試材は引抜き加工により製造され、外径 $\phi 16$ [mm]の丸棒である。真空炉中で900 [°C]で2[h]の完全焼きなましを行った。その後、試験片形状に加工し、再度、600 [°C]で1[h]の加工ひずみ除去焼きなましを行った。

S55C(A)

材料の成分をTab.(4.1)に示す。供試材は引抜き加工により製造され、外径 $\phi 30$ [mm]の丸棒である。丸棒中心部 $\phi 20$ [mm]を削り出し、真空炉中で1000 [°C]で1[h]の完全焼きなましを行った。その後、試験片形状に加工し、再度、600 [°C]で1[h]の加工ひずみ除去焼きなましを行った。

S55C(B)

材料の成分、供試材はS55C(A)と同じである。丸棒中心部 $\phi 20$ [mm]を削り出したあと、引抜き加工による金属結晶組織のストリームラインを消すことを目的として、真空炉中で1000 [°C]で6[h]の完全焼きなましを行った。その後、試験片形状に加工し、再度、600 [°C]で1[h]の加工ひずみ除去焼きなましを行った。

共晶状黒鉛鋳鉄

供試材は(株)神戸製鉄社製普通鋳鉄E-Cタイプのデンスバーであり、材料の成分をTab.(4.5)に示す。これは連続鑄造により製造された外径 $\phi 48$ [mm]の丸棒である。丸棒中心部 $\phi 20$ [mm]を削り出し、真空炉中で860 [°C]で2[h]の完全焼きなましを行った。その後、試験片形状に加工し、再度、600 [°C]で1[h]の加工ひずみ除去焼きなましを行った。

4.1.3 試験片形状

熱処理した供試材を環状切欠き付き丸棒試験片の形状に加工した(Fig.(4.1)Fig.(4.2))。試験機に装着する際のつかみ部分は直径 $\phi 12.5$ [mm] (1/2 [in])、切欠き以外の平滑部は $\phi 10$ [mm]、切欠き底では $\phi 7$ [mm]である。切欠きを施さない試験片では平滑部の直径が $\phi 7$ [mm]である。切欠き径 R は1.5, 3.0, 5.0, 10.0, 15.0, 25.0 [mm]とした。材質による切欠き径の選択をTab.(4.5)に示す。それぞれの材質、切欠き径について2本づつ試験に使用

した。

4.2 引張破断試験

上記の試験片を用いて INSTRON 型引張破断試験を行い、破面を得た。それと同時に、試験片の伸びと、試験片にかかる荷重を測定・記録した。

試験装置を Fig.(4.3) に示す。試験機は INSTRON 社製 4005 型万能引張試験機である。本機は最大 100 [kN] の荷重を負荷する能力をもつ。本実験での最大荷重は約 40 [kN] 程度なので、試験機の剛性などはクロスヘッドの移動量や荷重に影響を及ぼさないと考える。

試験片の伸びは差動トランス式の Shinko 社製伸び計と、INSTRON 社製 II 型伸び計を用いて測定した。前者は試験片の伸びが 10 [mm] 程度と比較的大きな変形に使用できるため、S35C, S55C の破断試験に用いた。後者は伸びの微少な鋳鉄の実験に用いた。いずれの伸び計も静ひずみ測定器を介して伸びを出力として電圧に変換している。

万能試験機のロードセルの出力と静ひずみ測定器の出力は A/D 変換器とペンプロッタに並列に接続した。このようにして、A/D 変換器により出力をデジタル的に記録すると同時に、ペンプロッタにより応力-ひずみ関係の挙動を破断試験中に観察した。静ひずみ測定器出力は A/D 変換器との間に 2 次 CR フィルタを介して接続し、出力信号中の高周波ノイズを低減した。A/D 変換器は ±10 [V] を 12 [bit] に変換する。本実験ではサンプリング・レートを 1.0 [Hz] とした。引張開始から破断に至るまで、最短で 5 分程度であるので、低いサンプリングレートではあるが、伸び-荷重曲線の解析に、十分なデータ点数を供する。

試験条件は室温、クロスヘッド移動速度は 500 [$\mu\text{m}/\text{min.}$] (8.333 [$\mu\text{m}/\text{s}$]) 一定とした。巨視的指標は記録した伸び-荷重曲線をひずみ-応力曲線に換算して求めた。

巨視的指標のうち、破断吸収エネルギー E_T は単位体積当たりの値であり、応力をひずみ

に関して積分して求めた。

$$E_T = \int_0^{\epsilon_r} \sigma \epsilon d\epsilon \quad (4-1)$$

積分は台形公式により近似して換算した応力-ひずみ曲線から計算した。この破断吸収エネルギー E_T は単位体積当たりの値であり、試験機クロスヘッド移動量による吸収エネルギー値とは異なる値となっている。

4.3 実験結果

4.3.1 試験片微細組織

加工前の焼きなましによる組織の変化を Fig.(4.4) ~ Fig.(4.7) に示す。いずれの図も (a) が供試材軸方向に垂直な断面、(b) が供試材軸方向に平行な断面である。

S35C, S55C(A), S55C(B)

S35C および S55C では完全焼きなましにより材料が再結晶し、横断面では等方的な結晶粒の分布が観察されたが、縦断面では線状模様(ストリームライン)が顕著になった。試験片の軸方向に沿った断面ではパーライトとフェライトの結晶組織が分離し、それぞれに線状に連なっている。この線状模様は、試験片材料が引抜き加工により製造されていることに起因すると考えられる。引抜き加工により引抜き方向に結晶組織が引き伸ばされ、更に、完全焼きなましによりパーライト、フェライトそれぞれの組織が凝集したためと考えられる。予備的な実験により高温保持時間を更に長くさせても消滅させることはできなかった。しかし、線状の結晶組織の内部では結晶粒径は、引き抜き方向に偏平しておらずほぼ円形であり、粒径も揃っているため、完全焼きなましの本来の目的は果たしたと考えられる。

共晶状黒鉛鋳鉄

熟処理後、棒材の長手方向にはセメントタイトが樹枝状結晶となった (Fig.(4.7)(a))。この樹枝状結晶の配向は、互いに、長手方向に揃っておらず、方向性はない。一方、垂直断面はセメントタイトと炭素相が一樣に分布している (Fig.(4.7)(b))。この光学顕微鏡像の観察から、試験片に用いた鋳鉄には強い異方性はないと考える。

4.3.2 破面観察

引張破断試験により生成された破面を走査型電子顕微鏡 (SEM) を用いて2次電子像を観察し、破壊形態を同定した。

S35C

Figure (4.8) に0.35% C 鋼破面の SEM 像を示す。いずれの切欠き径においても無数のディンプルで埋め尽くされている。これらは典型的な延性破面である。一部の SEM 像にはパーライトのへき開面が散見される。例えば、切欠き径 $R = 3.0$ [mm] においては Fig.(4.8)(d) の右上部や左下部に縞状模様を観察される面である。これらのパーライトが第2相粒子として微小空孔の発生源になったと考えられる。また、 $R = 25.0$ [mm] においても同様なへき開面が観察される (Fig.(4.8)(f))。しかし、全体としては微小空孔の痕跡であるディンプルにより埋め尽くされた延性破面である。

S55C(A)

S55C(A) 製試験片の破面の SEM 像では切欠き半径により異なる破面様相を示した。

切欠半径が 25.0 [mm] の場合には S35C 鋼の破面と同様、低倍率での観察下においても大きな凹凸を示し (Fig.(4.9)(e))、高倍率観察下において無数のディンプルがみられる (Fig.(4.9)(e)(f))。このため、この切欠き径では延性破壊が起こっている。しかし、切欠

半径が 3.0 [mm] および 5.0 [mm] の場合、低倍率化の観察において平坦な破面となり (Fig.(4.9)(a)(c))、高倍率下での観察ではへき開面が現れる (Fig.(4.9)(d)(f))。これらのへき開面上には川状模様も観察される。これらの破面は脆性破壊が起こっていることを示唆している。このように S55C(A) 製試験片では切欠き径 25 [mm] の場合のみ延性破面となっている。

S55C(B)

S55C(B) 製試験片の破面も延性-脆性遷移がおこっていることを示している。

切欠き径 1.5 [mm] ではへき開面状に川状模様が観察される、脆性破面を示している (Fig.(4.10)(b))。切欠き径 3.0 [mm] では、川状模様とともにパーライトのへき開面も観察されている (Fig.(4.10)(d))。切欠き径が 5.0 [mm] となると、高倍率下での破面様相に変化が見られる。Figure (4.10)(f) に示されるように、パーライト等のへき開面が画面内では優勢であるが、左下にみられるように、浅いディンプルも発見されるようになる。切欠き径 10.0 [mm] ではパーライトのへき開面とディンプルとの割合が同程度に観察されるようになる (Fig.(4.10)(g)(h))。そして、切欠き径 15.0 [mm] において、ディンプルが優勢となる (Fig.(4.10)(i)(j))。最終的には平滑試験片のような完全に延性な破面様相を呈する (Fig.(4.10)(m)(n))。

結局、切欠き径 1.5 [mm]、3.0 [mm] で脆性破面、5.0 [mm] で延性-脆性遷移域内で脆性的破面、10 [mm] では同じく延性的破面、そして、切欠き径 15 [mm] 以上で延性破面となる。

共晶状黒鉛鋳鉄

共晶状黒鉛鋳鉄の破面の SEM 像はいずれの切欠き径においても一樣にくぼみに覆われている (Fig.(4.13))。もしもこれらが延性破面のディンプルだとすれば、その底に微小空孔

の起点となる第2相粒子が発見することもできる筈であるが、これらのくぼみの底にはそれが無い。これらは微少な結晶粒の粒界であると考えられる。粒界破壊であるとすれば、これらは脆性破面の特徴を示している。

これらのSEM像から破壊形態をTab.(4.6)に示すように同定した。

4.4 巨視的指標

Tab.(4.7)に測定および計算された、破壊力学の巨視的指標の値を示す。この表をもとに以下にグラフを描き、応力3軸度の変化による、巨視的指標の傾向を調べる。

4.4.1 破断ひずみ

破断ひずみは、試験片破断時の試験片全体の伸びから計算されている。工学ひずみと真ひずみ(対数ひずみ)をそれぞれの試験片について示すが、工学ひずみの値自体が微小なため、それらの値の間で差異はほとんどない。以下、工学ひずみについては単にひずみと称し、真ひずみはそのように明記する。

S35C

S35C製試験片の破断ひずみ値は、応力3軸度の増加により急激に低下し、ほぼ、一定となる(Fig.(4.14))。応力3軸度0.33では破断ひずみ値が0.12であるが、応力3軸度0.40では0.039とほぼ半減している。試験片形状との対応で、応力3軸度0.33は切欠き無しの試験片の切欠き底断面中心の推定値であり、0.40は25[mm]での値である。このことから、試験片に切欠きを施したことによる塑性拘束が、試験片全体の伸びを制限し、急激な破断ひずみの減小を生じさせたと考えられる。しかし、S35C製試験片の破面は、前述のように、いずれの切欠き径においても典型的な延性破断の様相を示している。つま

り、本実験の結果においては、破断ひずみの応力3軸度による変化は延性-脆性遷移に対応していない。破断時における真ひずみも応力3軸度の変化に対して同様な傾向を示している(Fig.(4.15))、真ひずみ値が、本実験においては、延性-脆性遷移に対応していないといえる。

S55C(A)

S55C(A)製試験片についても、破断ひずみ値の応力3軸度の変化に対して同様な傾向を示した(Fig.(4.16))。応力3軸度0.33における破断ひずみ値はS35C製試験片とほぼ同じ0.12であるが、0.039で破断ひずみ値0.032、0.63においては破断ひずみ値0.029とほぼ1/4となっている。これはS35C製試験片と同様に切欠き径の付加による塑性拘束の効果と、それに加え、炭素濃度の上昇による効果によるものと考えられる。炭素濃度の上昇により、鋼内部の炭化物などの第2相粒子が増加し、転位の移動が阻害されたため、塑性変形量が減少したと考えられる。

破断時の真ひずみ値も同様な傾向を示している(Fig.(4.17))。

S55C(B)

より応力3軸度の変化を詳細に追うために切欠き径の種類を増やしたS55C(B)製試験片ではにおいても破断ひずみ値の応力3軸度の変化に対する傾向は同様である(Fig.(4.18))。応力3軸度値が0.33以外では破断ひずみ値は約1/3に減小し、ほぼ一定である。また、破面観察による破壊形態との対応は、高破断ひずみ値で延性破壊、低破断ひずみ値で脆性破壊とほぼ一致しているが、応力3軸度値が0.40-0.49の範囲以外では、低破断ひずみ値であるにも関わらず、延性破面を示している。これらの傾向は破断時の真ひずみにおいても同様である(Fig.(4.19))。

共晶状黒鉛鋳鉄

共晶状黒鉛鋳鉄の破断ひずみ値は、応力3軸度の上昇に伴い低下するが、S35C製試験片やS55Cほどの急激な変化は現れていない (Fig.(4.20))。応力3軸度に依らず、0.002程度と低い値である。これは、破面様相が応力3軸度と無関係に脆性破面であることに対応している。これらの傾向は破断時の真ひずみにおいても同様である (Fig.(4.21))。

Figure (4.22) に応力3軸度と破断ひずみの相関をまとめて示す。図中、データ値を表す印の周辺に記した文字は、走査型電子顕微鏡下の微視的観察により同定した破壊形態を示す。Bは脆性破壊、Dは延性破壊、そして、B/Dは延性破壊および脆性破壊の中間的な破壊形態 (以下、延性/脆性破壊と略す) を表す。

S35C製試験片、S55C(A)、S55C(B)製試験片の場合、応力3軸度0.4以上で、破断ひずみ値はほぼ0.05であるが、破壊形態は延性破壊、脆性破壊、延性/脆性破壊と異なる。つまり、破断ひずみ値により破壊形態を区別することは、本実験の場合には、不可能である。

4.4.2 破断吸収エネルギー

本説で取り扱う、破断吸収エネルギー E_b は単位体積当たりの値であり、見かけ応力を引け計により測定した工学ひずみにより積分して求めている。そのため、試験機クロスヘッド移動量による吸収エネルギー値とは異なる値となっている。以下、それぞれの材質の試験片の破断吸収エネルギーと応力3軸度の相関に関して述べる。

S35C

S35C製試験片の吸収エネルギーは応力3軸度の増加により急激に減小し、ほぼ一定値となる (Fig.(4.23))。応力3軸度値0.33において吸収エネルギー値55 [MPa] であるが、応力3

軸度値0.40において吸収エネルギーは33.0 [MPa] と半減し、それ以上の応力3軸度値においても吸収エネルギーは微減するが、ほぼ30 [MPa] にとどまった。これらの応力3軸度値においては、破断ひずみが応力3軸度の上昇とともに微減することを反映している。破面から同定した破壊形態が、S35C製試験片の全ての切欠き径において延性破壊であることから、本実験のS35C製試験片においては吸収エネルギーの応力3軸度の変化に対する傾向は延性-脆性遷移とは対応しない。

S55C(A)

S55C(A)製試験片の場合にも吸収エネルギー値は、応力3軸度値全体においてS35C製試験片のほぼ半値と低い値ではあるが、応力3軸度の増加により急減する同様な傾向を示した (Fig.(4.24))。応力3軸度値0.33において30 [MPa] の吸収エネルギー値が応力3軸度値0.63においては約1/3の9.78となっている。S35C製試験片の吸収エネルギー値の傾向と異なることに、応力3軸度0.40において21.0 [MPa] と、高吸収エネルギー値と低吸収エネルギー値の中間の値を示している。S55C(A)製試験片の吸収エネルギー値がS35C製試験片の吸収エネルギーより低くなったことは炭素濃度の増加により塑性変形量が小さくなったためと考えられる。また、応力3軸度値0.40において中間値をとったことは、破壊形態に関連していると考えられる。破面様相は応力3軸度値0.33および0.40において延性破面と同定され、それ以上では脆性破面と同定される。これは、延性破断では高い吸収エネルギー値をとり、脆性破断では低い値をとるという、延性-脆性遷移の一般的な傾向に一致している。

S55C(B)

S55C(A)製試験片よりも切欠き径の種類が多く、延性-脆性遷移を捉えられられると思われたS55C(B)製試験片ではあるが、S35C製試験片と同様に高および低吸収エネルギー値の中

間値がなく、急激に減少する傾向がみられた (Fig.(4.25)). 応力3軸度 0.33 では吸収エネルギー値は 84.7 [MPa] と高く、0.40 では 32.3 [MPa] と半減し、それ以上の応力3軸度ではほぼ 30 [MPa] と一定である。これらの吸収エネルギー値は S35C 製試験片のものよりも全般的に高い、もしくは同等である。これは熱処理により靱性が増しすぎたためであると考えられる。試験片製作の最初に行った完全焼きなましにおいて、高温での保持時間が S55C(A) が 1 [h] であるのに対して、S55C(B) は 6 [h] である。このため、結晶粒が粗大化し、靱性が増したためと考えられる。破面様相から判断する破壊形態と吸収エネルギーとの対応も S55C(A) 製試験片の場合と異なり、高吸収エネルギー値が延性破壊、低吸収エネルギー値が脆性破壊と明瞭に分けることはできない。応力3軸度値が 0.40 - 0.49 の範囲では延性破面が得られるにもかかわらず、低吸収エネルギー値である。

共晶状黒鉛鋳鉄

共晶状黒鉛鋳鉄製試験片の吸収エネルギー値は極々微小であり、応力3軸度の変化により減少傾向を示すが、無視できる程度である (Fig.(4.26)). 破面様相はいずれの応力3軸度値においても典型的な脆性破面であり、応力3軸度に依らず低吸収エネルギー値であることに対応していると考えられる。

Figure (4.27) に応力3軸度と吸収エネルギーの相関をまとめて示す。図中、データ値を表す印の周辺に記した文字は、走査型電子顕微鏡下の微視的観察により同定した破壊形態を示す。B は脆性破壊、D は延性破壊、そして、B/D は延性破壊および脆性破壊の中間的な破壊形態 (以下、延性/脆性破壊と略す) を表す。

S55C(A), S55C(B) 製試験片の場合、応力3軸度の増加に伴う吸収エネルギー値の急激な減少が破壊形態の延性破壊から脆性破壊への遷移と対応している。このような吸収エネルギー値の減少がない共晶状黒鉛鋳鉄においては延性破壊のみとなっており、これらから、吸収エネルギーの減少は破壊形態の遷移と弱い相関があると考えられる。しかしなが

ら、S35C では吸収エネルギーの減少に関わらず破壊形態は延性破壊のまま遷移しない、これは、S35C は S55C に比較して炭素濃度が低く、塑性変形を阻害する炭化物などの第2相粒子に希薄なためであろう。応力3軸度の増加による塑性拘束のみでは、S35C における塑性変形を阻害するには不十分であると考えられる。

吸収エネルギーの絶対値のみを考えた場合、S35C, S55C(A) および共晶状黒鉛鋳鉄製試験片のみの比較では 15 [MPa] 付近を境に高い吸収エネルギーで延性破壊、低い吸収エネルギーで脆性破壊を分けられるように思われる。しかし、S55C(B) 製試験片の吸収エネルギー値は、応力3軸度 0.4 以上で、S35C のものとほぼ等しいにもかかわらず破壊形態が異なることから、吸収エネルギーによる破壊形態の区別は不可能と考えられる。

このように、吸収エネルギーは、適当な材質においては、応力3軸度に対する変化の傾向と破壊形態の遷移がほぼ一致することはあるが、一般的にその絶対値により破壊形態を区別することはできない。

4.5 本章のまとめ

延性破面および脆性破面を得るために環状切欠き付き丸棒試験片を用いた引張は断試験を行った。延性-脆性遷移を起こさせるために、試験片材質には炭素濃度が異なる鋼とし、S35C 鋼、S55C 鋼および共晶状黒鉛鋳鉄により試験片を製作した。また、製環状切欠きの径が異なる試験片を数種類用意し、3軸応力状態の変化により、延性破面と脆性破面の双方を得ることを期した。これら試験片を材質と熱処理により S35C 製、S55C(A) 製、S55C(B) 製、共晶状黒鉛鋳鉄製試験片と分類した。それぞれの試験片の種類により以下の結果が得られた。

1. S35C では延性破面のみが得られた。破断ひずみ、破断吸収エネルギーは応力3軸度の上昇に伴い急減し、一定値となった。これらの変化の傾向と破壊形態の遷移には相関はなかった。

2. S55C(A)では延性破面、延性-脆性遷移域にある破面、脆性破面が得られた。破断ひずみ、破断吸収エネルギーは応力3軸度の上昇に伴い急減し、一定値となった。破壊形態の遷移との関係に関しては、破断ひずみは相関が強くないが、破断吸収エネルギーとは良い相関をもった。
3. S55C(B)では延性破面、延性-脆性遷移域にある破面、脆性破面が得られた。破断ひずみ、破断吸収エネルギーは応力3軸度の上昇に伴い急減し、一定値となった。これらの巨視的指標と破壊形態の遷移との相関は強くない。
4. 共晶状黒鉛鋳鉄では脆性破面のみが得られた。破断ひずみ、破断吸収エネルギーともに極微小な値である。

炭素濃度が薄いためS35C製試験片で延性破壊のみが起こったことと、共晶状黒鉛鋳鉄製試験片で脆性破壊のみがおこったことは妥当である。同じ濃度でありながら、S55C(A)製試験片とS55C(B)製試験片とで巨視的指標の傾向と破壊形態の遷移の相関が異なるのは、熱処理の相違に起因すると考えられる。

Tab.4.1 Composition of the 0.55%C-steel (S55C)

	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Cu
Specification	0.52	0.15	0.60	Max	Max	Max	Max	Max
	~	~	~	0.30	0.35	0.20	0.20	0.30
	0.58	0.35	0.90					
Results	0.54	0.27	0.72	0.15	0.04	0.07	0.14	0.18

Tab.4.2 Composition of the 0.35%C-steel (S35C)

	C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Cu
Specification	0.52	0.15	0.60	Max	Max	Max	Max	Max
	~	~	~	0.30	0.35	0.20	0.20	0.30
	0.58	0.35	0.90					

Tab.4.3 Composition of the cast iron: Kobe Steel Co.'s Normal Cast iron E-C type Dence

Bar	C	Si	Mn	Ti	Mg
	2.9 ~ 3.8%	1.8 ~ 3.4%	0.1 ~ 1.0%	0.1 ~ 0.3%	0.003~0.020%

Tab.4.4 Conditions of the heat treatments before machining into the specimen shape.

S35C: 0.35%C-steel, S55C: 0.55%C-steel and Cast iron: eutectic castiron.

Material	Dimension [mm]	Temperature [°C]	Time [hr]	Cooling method
S35C	φ16 × 200	980.0	2	in vacuum furnace
S55C(A)	φ20 × 200	1000.0	1	in vacuum furnace
S55C(B)	φ20 × 200	1000.0	6	in vacuum furnace
Cast iron	φ20 × 200	860.0	1	in vacuum furnace

Tab.4.5 Specimen type selection

Material	R [mm]						
	1.5	3	5	10	15	25	∞
S35C		○	○			○	○
S55C (A)		○	○			○	
(B)	○	○	○	○	○	○	○
Cast iron	○	○					○

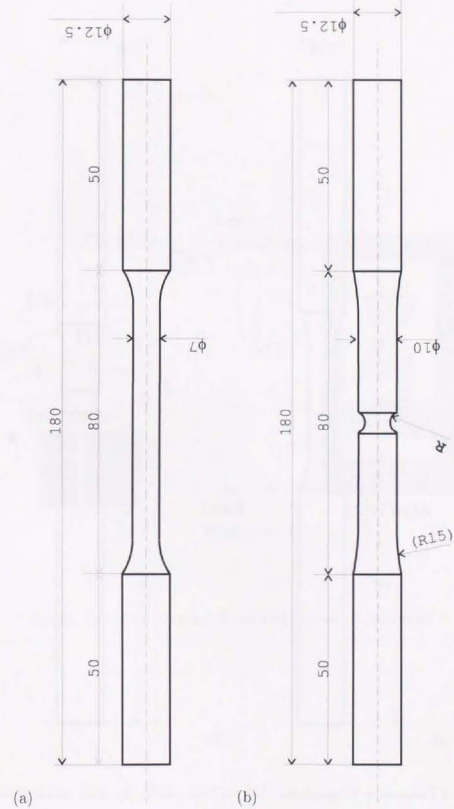
Tab.4.6 Fracture modes.

	R						
	1.5	3.0	5.0	10.0	15.0	25.0	Smooth
S35C	-	D	D	-	-	D	D
S55C (A)	-	B	B	-	-	D	-
S55C (b)	B	B	B/D	B/D	D	D	D
CI	B	-	B	-	-	-	B

D: Ductile fracture, B: Brittle Fracture

Tab.4.7 Mechanical properties.

Material	R	Rupture strain [%]	Absorbed energy [MPa]
S35C	3.0	4.77	29.4
	5.0	4.8	26.2
	25.0	5.97	33.1
	Smooth	12.54	54.9
S55C (A)	1.5	2.63	8.46
	3.0	2.95	10.1
	5.0	2.94	9.78
	25.0	3.26	21.1
S55C (B)	Smooth	5.96	32.2
	1.5	3.80	27.7
	3.0	4.09	30.6
	5.0	3.90	27.0
Cast iron	10.0	4.38	30.3
	15.0	4.70	30.4
	25.0	4.93	32.3
	Smooth	17.0	84.7
Cast iron	1.5	0.19	0.302
	5.0	0.17	0.347
Cast iron	Smooth	0.22	0.403

Fig.4.1 Dimension of specimen (a) without notch, (b) with notch of R .

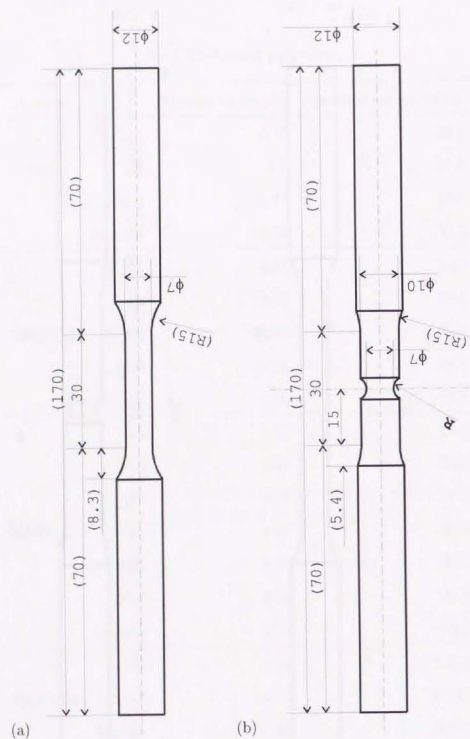
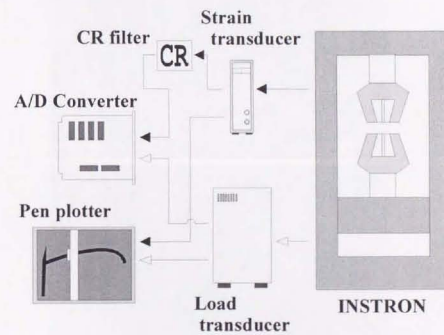
Fig.4.2 Dimension of specimen. (a) without notch, (b) with notch of radius R .

Fig.4.3 The block diagram of the connections of apparatus.

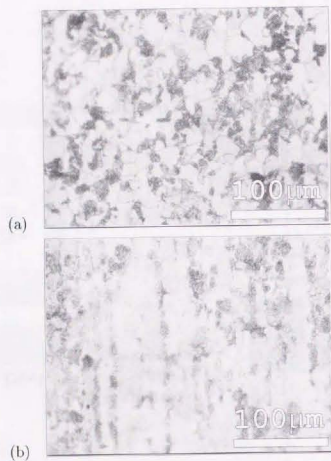


Fig.4.4 Microstructure of S35C after the full annealing.

(a) Normal to the longitudinal axis. (b) Along the longitudinal axis.

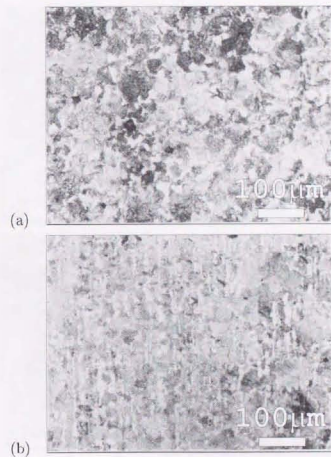


Fig.4.5 Microstructure of S55C(A) after the full annealing.

(a) Normal to the longitudinal axis. (b) Along the longitudinal axis.

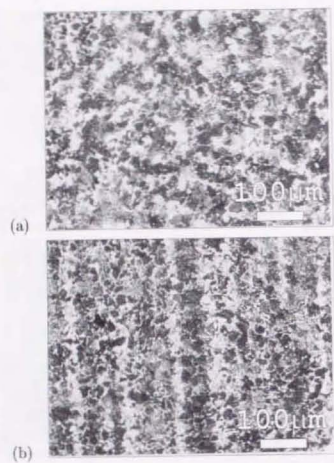


Fig.4.6 Microstructure of S55C(B) after the full annealing.

(a) Normal to the longitudinal axis. (b) Along the longitudinal axis.

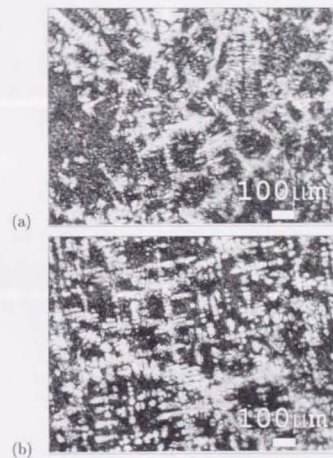


Fig.4.7 Microstructure of eutectic graphite cast iron after the full annealing.

(a) Normal to the longitudinal axis. (b) Along the longitudinal axis.

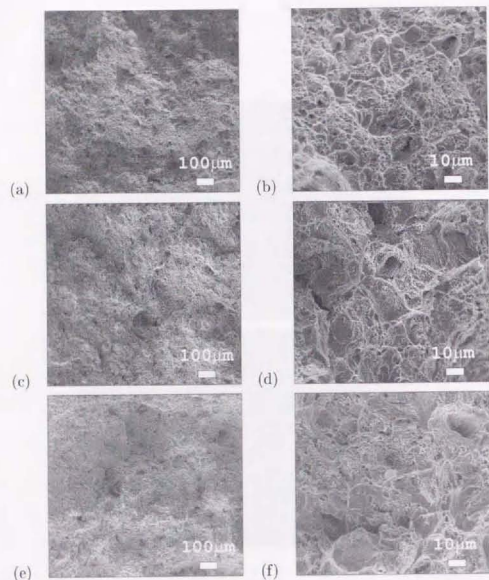


Fig.4.8 Scanning electron micrograph of the fracture surface. S35C specimen.

(a) smooth, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (b) smooth, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$, (c) $R = 3.0 [\text{mm}]$, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (d) $R = 3.0 [\text{mm}]$, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$, (e) $R = 25.0 [\text{mm}]$, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (f) $R = 25.0 [\text{mm}]$, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$.

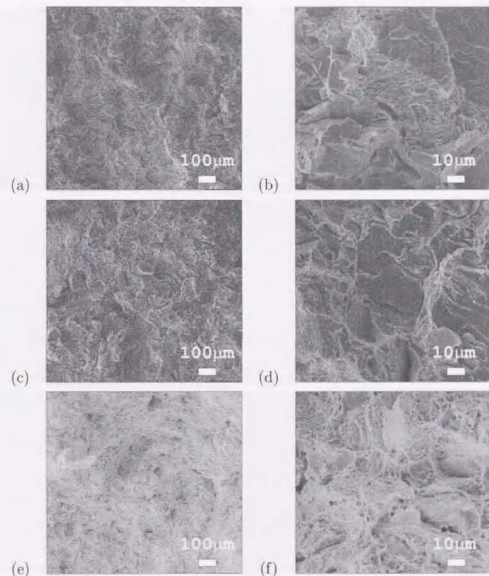


Fig.4.9 Scanning electron micrograph of the fracture surface. S55C(A).

(a) $R = 3.0 [\text{mm}]$, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (b) $R = 3.0 [\text{mm}]$, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$ (c) $R = 5.0 [\text{mm}]$, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (d) $R = 5.0 [\text{mm}]$, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$. (e) $R = 25.0 [\text{mm}]$, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (f) $R = 25.0 [\text{mm}]$, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$

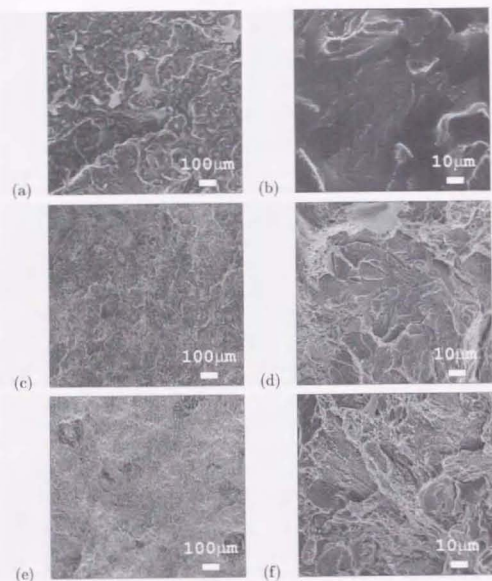


Fig.4.10 Scanning electron micrograph of the fracture surface. S55C(B).

(a) $R = 1.5$ [mm], $L = 1,083$ [μm]. (b) $R = 1.5$ [mm], $L = 108.3$ [μm] (c) $R = 3.0$ [mm],
 $L = 1,083$ [μm]. (d) $R = 3.0$ [mm], $L = 108.3$ [μm]. (e) $R = 5.0$ [mm], $L = 1,083$ [μm].
 (f) $R = 5.0$ [mm], $L = 108.3$ [μm]

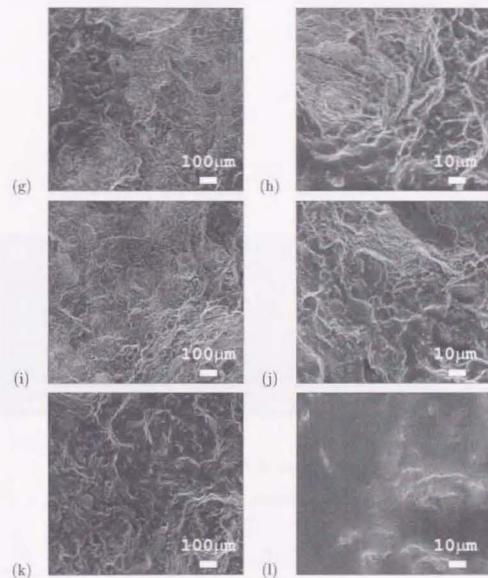


Fig.4.11 Scanning electron micrograph of the fracture surface. S55C(B).

(g) $R = 10.0$ [mm], $L = 1,083$ [μm]. (h) $R = 10.0$ [mm], $L = 108.3$ [μm] (i) $R = 15.0$
 [mm], $L = 1,083$ [μm]. (j) $R = 15.0$ [mm], $L = 108.3$ [μm]. (k) $R = 25.0$ [mm], $L =$
 $1,083$ [μm]. (l) $R = 25.0$ [mm], $L = 108.3$ [μm]

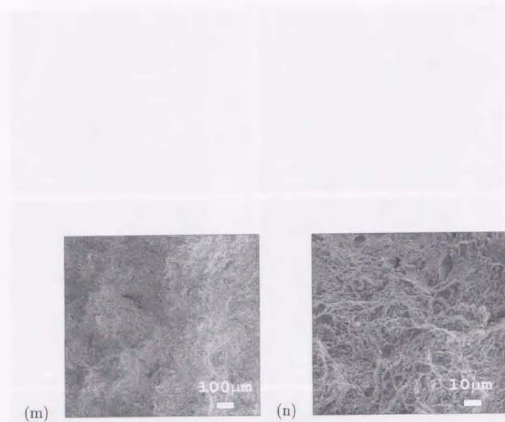


Fig.4.12 Scanning electron micrograph of the fracture surface. S55C(B).

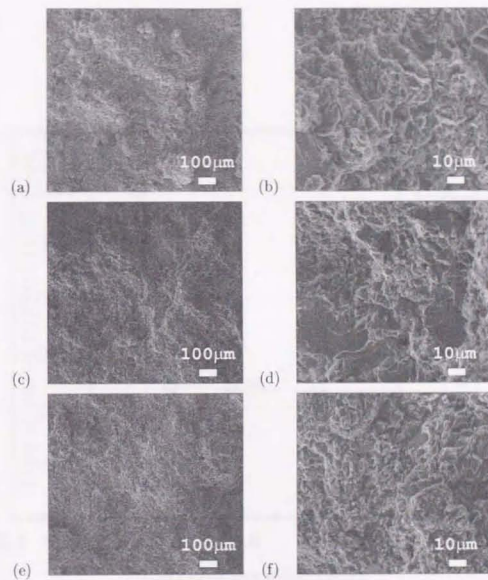
(m) Smooth, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (n) Smooth, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$.

Fig.4.13 Scanning electron micrograph of the fracture surface. Eutectic graphite cast iron.

(a) $R = 10.0 [\text{mm}]$, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (b) $R = 10.0 [\text{mm}]$, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$ (c) $R = 15.0 [\text{mm}]$, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (d) $R = 15.0 [\text{mm}]$, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$. (f) Smooth, $L = 1,083 [\mu\text{m}]$. (g) Smooth, $L = 108.3 [\mu\text{m}]$

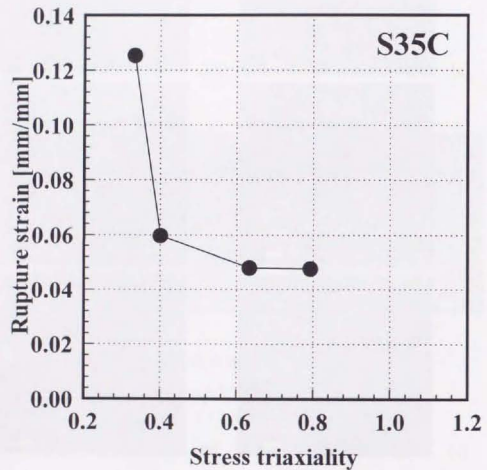


Fig.4.14 Stress triaxiality vs. rupture strain. S35C.

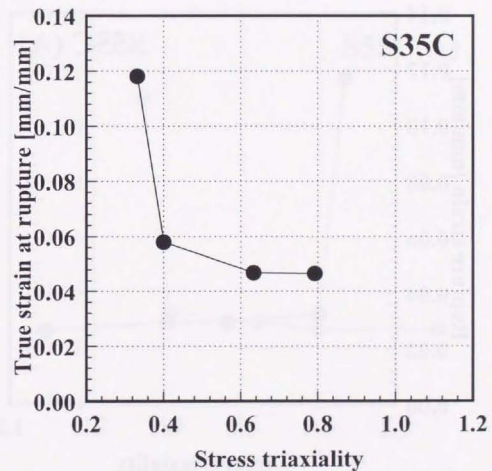


Fig.4.15 Stress triaxiality vs. true strain at rupture. S35C.

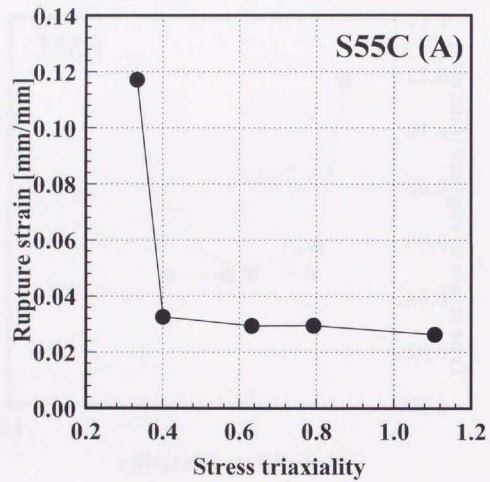


Fig.4.16 Stress triaxiality vs. rupture strain. S55C(A).

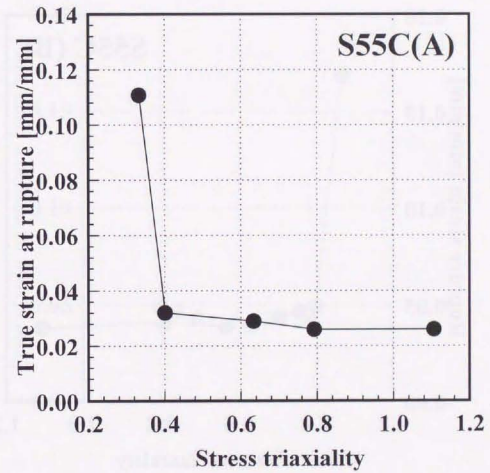


Fig.4.17 Stress triaxiality vs. true strain at rupture S55C(A).

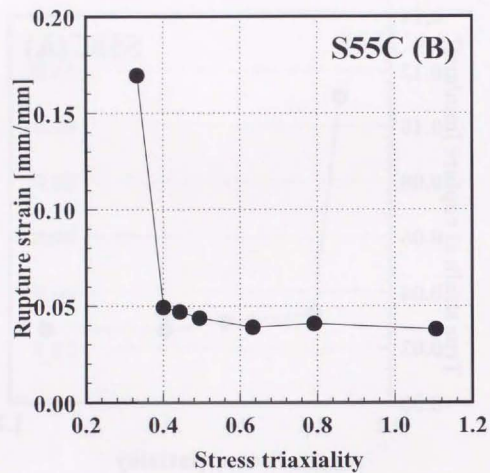


Fig.4.18 Stress triaxiality vs. rupture strain. S55C(B).

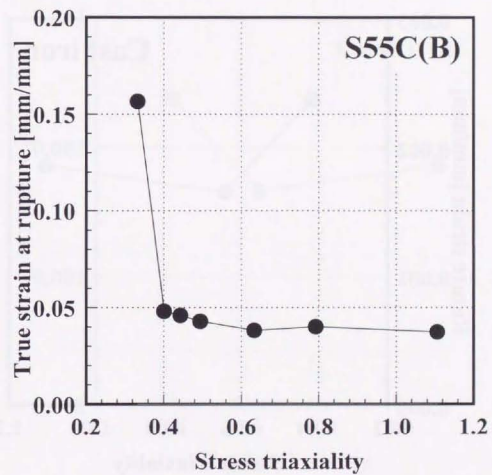


Fig.4.19 Stress triaxiality vs. true strain at rupture. S55C(B).

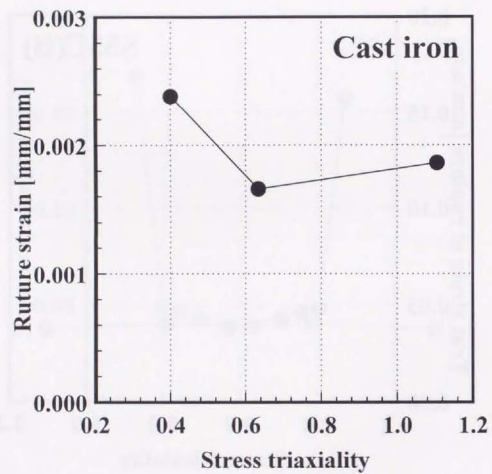


Fig.4.20 Stress triaxiality vs. rupture strain. Eutectic graphite cast iron.

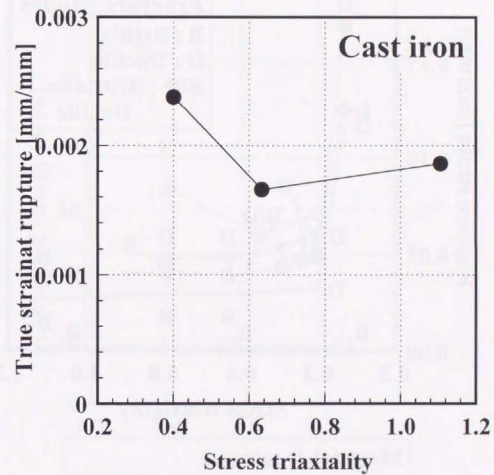


Fig.4.21 Stress triaxiality vs. true strain at rupture. Eutectic graphite cast iron.

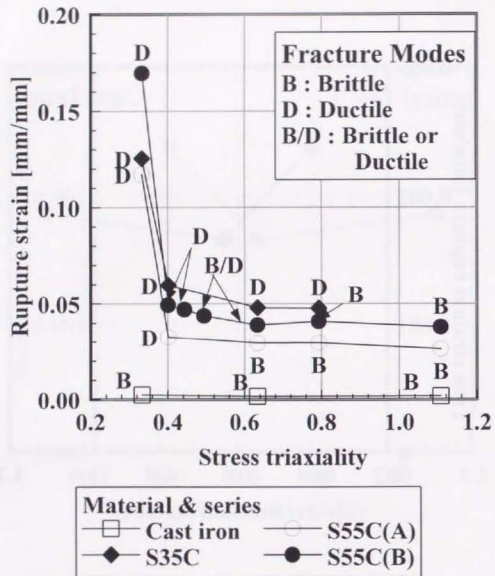


Fig.4.22 Stress triaxiality vs. rupture strain.

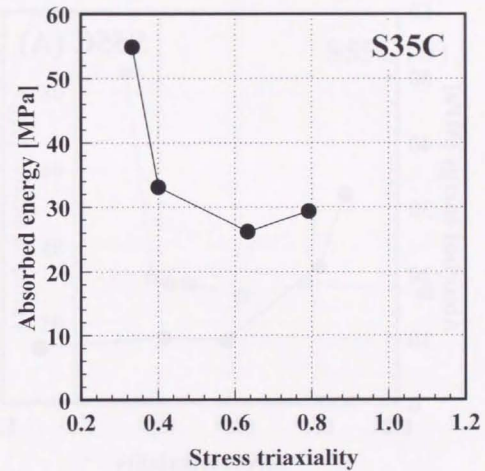


Fig.4.23 Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture. S35C.

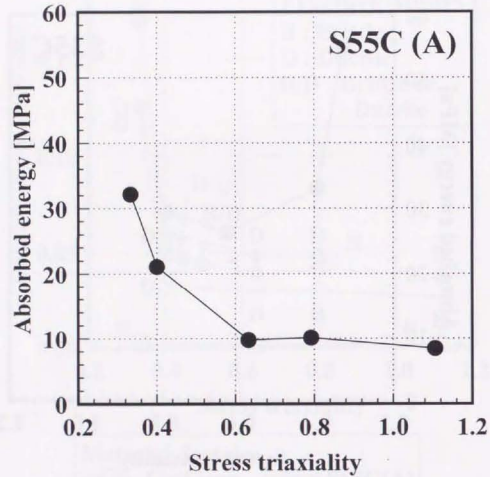


Fig.4.24 Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture. S55C(A).

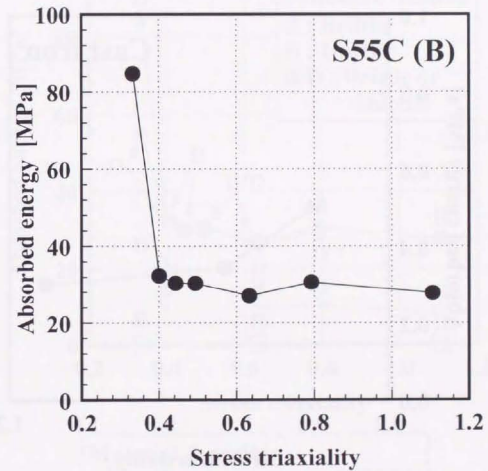


Fig.4.25 Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture. S55C(B).

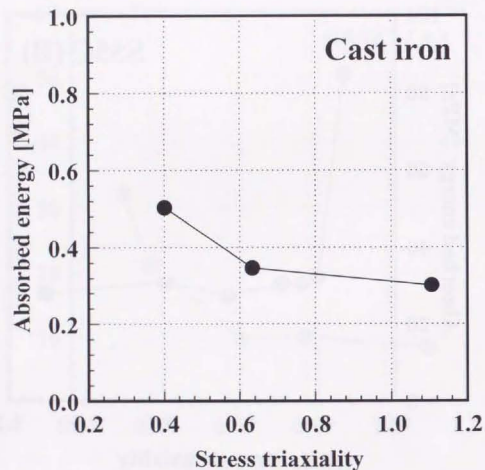


Fig.4.26 Stress triaxiality vs. absorbed energy to rupture. Eutectic graphite cast iron.

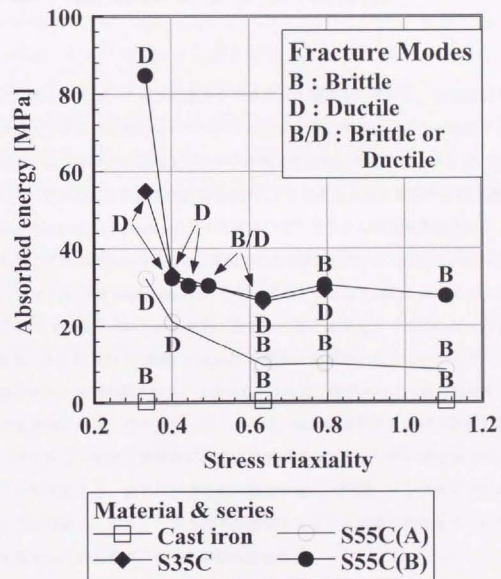


Fig.4.27 Stress triaxiality vs. absorbed energy.

第5章 破面のフラクタル解析

本章では、第4章において得た破面をフラクタルの観点から解析し、延性破面と脆性破面の差異がフラクタルにおけるパラメータにどのように反映されるかを検証する。そのパラメータにはフラクタル次元とフラクタル次元を求めた測定スケールを用いる。

本研究では材料破面から縦断面曲線を測定し、2次高さ-高さ相関々数 (Height-height correlation function in the second order) を用いてフラクタル次元を算出する。

表面のフラクタル次元の計算には、表面凹凸を3次元空間内の曲面として扱い、スリット・アイランド法 (slit island method) を用いることがしばしば行われる⁽²⁾。スリットアイランド法では曲面上の凹凸の最高点と最低点の間で曲面を水平面に平行な断面を切り出し、断面 (slit) に現れる“島嶼” (island) の周長と面積を比較してフラクタル次元を求める方法である。実際の測定は主に2法ある。1つは、表面形状の3次元計測を行い、計算機上で仮想的に断面を得る方法。もう1つは、表面を水平面に平行に研磨して光学観察する方法がある。前者は高精度の測定機器が高価なことで、データセットが大容量になることの短所がある。後者は研磨の際に断面の縁に、所謂、ダレが生じるため、正確さに欠く欠点がある。また、この方法では断面上に生じた島嶼の周長をスケールにして面積と比較するため、観察スケールが曖昧になる。

幸いなことに、表面形状のフラクタル次元 D_{surface} は、表面が等方的である場合に限り、その縦断面曲線のフラクタル次元 D_{profile} との間に

$$D_{\text{surface}} = D_{\text{profile}} + 1 \quad (5-1)$$

なる関係がある⁽²⁾。このため、等方的な面では縦断面曲線のフラクタル次元を求めるこ

とで十分である。

本研究では破面の生成には鉄系合金製環状切欠き付き丸棒試験片の室温での短軸引張破壊を採用しているため、一般に、断面形状は、所謂、カップアンドコーン型になる。破面の縁にせん断縁 (shear lip) が形成され、斜め方向に引き張られた異方性の強い表面形状をなしている。他方、丸棒中心軸付近ではせん断縁は視察されず、比較的等方的な破面となっている。そのため、縦断面曲線は破面中央の丸棒中心軸上で記録する。このようにすることにより、縦断面曲線により算出されたフラクタル次元が表面のフラクタル次元として用いることができ、本研究の解析結果の一般的性を損なわないと考える。

縦断面曲線からフラクタル次元を求める方法は種々ある。例えば、一定長の線分を単位測度として、測度を求めるディバイダ法 (Richardson 法あるいは Richardson plot と呼ばれることもある) や線分を正方形にかえたボックスカウンティング法 (box counting method) がある。また、正方形の代わりに円形を用いた Minkowski 法も提案されている。いずれも、スケールに対して単位測度を等方的に拡大・縮小するため、自己相似フラクタルには有効ではあるが、自己アフィンフラクタルには不適切であると思われる。

統計的自己アフィンフラクタルの次元を求める方法としては R/S 法 (rescaled range method) や高さ-高さ相関々数 (height-height correlation) がある。双方とも一定スケールの間隔内での統計量を計算し、スケールとの間のべき乗則を見出す方法であるため、それほど差はない。前者は統計量として一定スケール内での最大値から最小値を引いた最大格差を用い、後者は一定スケール端点間の値の差を用いる。しかし、この統計量の差により若干意味合いが異なる。前者は、最大値、最小値を求めるために、一定スケール内のデータがすべて記録されていることが前提である。具体的には、測定されるデータはアナログ的である必要があり、例えば、ロール紙にペンプロッタで記録された曲線などが対象になる。後者は一定スケールの間にあるべきデータは無視し、端点のみを記録の対象とするデジタル的な方法である。つまり、一定時間毎あるいは一定距離毎に A/D 変換した離散データ点の集合などが対象になる。本研究で用いる縦断面曲線はこのよう

な離散データ点の集合なので、高さ-高さ相関々数を用いる。

このような理由から本研究では、破面中央部 (丸棒中心軸上) において測定した縦断面曲線に対して高さ-高さ相関々数を用いてフラクタル次元を算出する。その値を微視的観察により得られた破壊形態や破壊力学の巨視的パラメータと比較する。その結果、延性破面と脆性破面では明瞭に異なる性質を示している。顕著な差としては、脆性破面におけるフラクタル次元値が巨視的な観察スケールと微視的な観察スケールにおいて異なる値を示すが、延性破面においてはそのような観察スケールに対するフラクタル次元値の依存性は存在しないことである。

以下に解析方法 (第 5.1 節)、結果 (第 5.2 節) について詳細を記し、考察を述べる。

5.1 方法

5.1.1 縦断面曲線測定法

本実験において、縦断面曲線記録には 2 検出器式走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope) を用いた。この装置は JEOL 製 JSM-T300 型走査顕微鏡に T200-BEIS 型 2 検出器式反射電子検出器を組み合わせたものである。その測定原理を Fig.(5.1) に示す。試験片表面 (図中 Specimen) で反射した反射電子強度を A と B、2 枚の検出器で測定し、それらの信号 (Signal A, Signal B) の差分をとって離散化データとして記録する (Signal A-B)。これを数値的に積分することにより断面曲線を得る。このようにして得られた縦断面曲線は 512 点の離散点列であり、それが 1 視野当たり 480 本得られる。

この測定器の公称での高さ方向分解能は 4 [nm] である。本実験で得た縦断面曲線の平均粗さは数 μm 程度であり、分解能に比して非常に大きい。よって、本実験の縦断面曲線は真の縦断面曲線との差異はそれほど大きくないと考える。また、縦断面曲線から直接的に計算される粗さの指標の定量的な評価を行うものではないので、縦断面曲線に含

まれる誤差はさほど問題にならないと考える。

本実験では、この測定器により得られる1断面曲線当たりのデータ点数が少ないため、観察倍率を変化させ、対数スケール上の範囲の確保を試みた。Tab.(5.1)に観察倍率と1ピクセル幅(Δt)、断面曲線の測定長(L)を示す。 $\Delta t = L/512$ である。断面曲線の測定長は測定視野幅と同じであり、これを以下、測定長さと呼ぶ。

5.1.2 2次高さ-高さ相関々数

縦断面曲線 $z(x)$ に対する2次高さ-高さ相関々数 $C(t)$ は以下のように定義される。

$$C(t) = \left[\overline{\{z(x+t) - z(x)\}^2} \right]^{1/2} \quad (5-2)$$

式中、 t はスケールである。また、上付き線は位置 x に関する平均をとる操作を表わす。縦断面曲線が統計的自己アフィンフラクタルである場合、 $C(t)$ は t の累乗に比例し、 t に関してスケーリング特性を示す。

$$C(t) \sim t^H \quad (5-3)$$

ここで、 H は Hurst 指数と呼ばれ、その値の範囲は $0 < H < 1$ である。この Hurst 指数は縦断面曲線のフラクタル次元と以下の関係にある。

$$D = 2 - H \quad (5-4)$$

実測した縦断面曲線からフラクタル次元を求める方法を以下に記す。

本実験では実際の縦断面曲線は離散化点列 z_i で与えられる。そのため Eqn.(5-2) を離散化した

$$C_j = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{z(x_i + t_j) - z(x_i)\}^2 \right]^{1/2} \quad (5-5)$$

を用いる。 N は縦断面曲線の数値列を構成する数値点の数である。添え字 i は位置を表わす。Eqn.(5-2) における位置平均は i を1から N まで走査した平均としている。即ち、 $i = 1, 2, \dots, N$ である。縦断面曲線の形状を意識した解析においては数列 i を

$i = 1, 1 + t_j, \dots, 1 + kt_j, \dots, N$ とするものもある。しかし、本研究で用いている2次高さ-高さ相関々数は統計的自己アフィンフラクタル曲線を対象とし、一定間隔 t_j 離れた地点間の高低差の確率分布を想定しているので、 i を間隔1で変化させる方がその関数を用いる目的に適うと考える。

スケールの数値列 t_j は対数上で等間隔となるように幾何級数とした。

$$\log t_{j+1} - \log t_j \sim \text{const} \quad \text{or} \quad \frac{t_{j+1}}{t_j} \sim \text{const} \quad (5-6)$$

このようにすることにより、 C_j 値が両対数グラフ上で階段状になり、べき乗則を当てはめる際に導入される誤差を防いだ^[50]。

また、計算においては、周期境界条件を適用した。これは t_j 値が大きいき、 $i = N - t_j$ で走査を止めていたのでは平均を計算するのに十分な $\{z(x_i + t_j) + z(x_i)\}$ 点数が確保できないと考えられるからである。

周期境界条件を適用するに先立ち、縦断面曲線の傾斜を除去している。傾斜は縦断面曲線全体に直線を最小自乗法によりあてはめて求めた。傾斜の除去は、傾斜を a としたときに

$$z_i^{\text{modified}} = z_i - ai \Delta x \quad (5-7)$$

として行った。傾斜の除去による D_F 値の変化は少ない(付録A, ^[51])。

破面の断面曲線から得た高さ-高さ相関関数の1例を Fig.(5.2) に示す。相関関数は上に凸の形状をしており、サンプリング間隔 Δt の10倍までの間では直線がみられ、べき乗則が適用できる。しかし、このスケール区間から得たフラクタル次元の値はほぼ1.0となり、この区間は無用であることが分かる。この区間は撮像時のボケなどにより断面曲線が滑らかになったため、そのような低すぎるフラクタル次元となったと思われる。一方、サンプリング間隔の100程度以上の区間では直線性が明瞭ではないため、べき乗則を適用しなかった。結局、 $10\Delta t \sim 100\Delta t$ の範囲でべき乗則を適用し、フラクタル次元を計算した。このように、中央部にのみべき乗則を適用することは一般的に行われている^[9]。

5.1.3 測定データの代表値

前述した走査型電子顕微鏡では1視野当たり480本の縦断面曲線が得られる。フラクタル次元値も同数得られる。1視野から得られたフラクタル次元の分布は平均値に関して対象なベル曲線にはならない。このため、平均値と分散を用いて1視野のフラクタル次元を代表させることは意味をなさないと考え、より分布を具体的に表わす中央値 (median) と四分位点 (25%-th points, quartiles) および十分位点 (10%-th points, tenths) により代表させた。

5.2 結果・考察

環状切欠き付き丸棒試験片の引張破壊により生成した破面のフラクタル特性を調べた。破面のフラクタル特性は破面の縦断面曲線に高さ-高さ相関々数を適用して得たフラクタル次元により表す。以下、解析に用いた縦断面曲線、高さ-高さ相関々数を示し、フラクタル次元に示す。

フラクタル次元の分布を代表する中央値、上下四分位点、上下十分位点を Tab.(5.3)-Tab.(5.4) に示す。これらの値を元に以下、応力3軸度あるいは測定長さとのフラクタル次元の関係性を述べる。

5.2.1 応力3軸度とフラクタル次元

応力3軸度とフラクタル次元 (D_F) の関係を Fig.(5.3)-Fig.(5.10) に示す。それぞれの材質の試験片について、応力3軸度の変化に対するフラクタル次元の中央値の変化を測定長さごとに示す。また、フラクタル次元値の分布を考慮した応力3軸度の変化に対する傾向も示す。

S35C

S35C製試験片の破面では応力3軸度の増加にともなうフラクタル次元中央値の変化は小さい (Fig.(5.3))。測定長さ (L) 1,083 [μm] においては応力3軸度 0.33 (切欠きなし試験片) において D_F 中央値は 1.27 から、応力3軸度 0.79 (切欠き径 3.0 [mm]) において 1.33 と 0.06 上昇に過ぎない。測定長さ 108.3 [μm] においては同じ応力3軸度の変化に対して、 D_F 中央値は 1.29 から 1.24 へ 0.05 減少している。 D_F 中央値は測定長さにより異なる傾向を示しているように考えられるが、 D_F 値の分布を考慮した場合、Fig.(5.4) に示すように、それぞれの測定長さにおける分布はあまり分離しておらず、異なる傾向を示しているとは断定できない。同図において、応力3軸度 0.33 における $L = 108.3$ [μm] でのフラクタル次元の分布は $L = 1,083$ [μm] でのフラクタル次元の分布に包含されており、同一の分布と考えられる。応力3軸度 0.79 においては双方の分布は中央値の相違の大きさから同一の分布とはいえないが、互いに分布の50%が重複しているため、異なる分布とは断定できない。

S55C(A)

S55C(A)製試験片破面の D_F 中央値は測定長さによって応力3軸度の変化に対して異なる挙動を示している (Fig.(5.5))。 $L = 1,083$ [μm] 長測定長さにおいて、応力3軸度の増加とともに増加している。増加量は、応力3軸度 0.40 と 0.63 との間で 0.12 である。一方、 $L = 108.3$ [μm] の短測定長さにおいて、応力3軸度 0.40 と 0.79 との間で D_F 中央値は 0.07 減少している。これらの中間の測定長さ $L = 216.6$ [μm] においては D_F 中央値はほぼ一定である。長測定長さ、短測定長さのフラクタル次元の分布を応力3軸度の変化にそっての比較は高応力3軸度でのそれぞれの分布が分離していることを示している (Fig.(5.6))。低応力3軸度 0.40 においてもフラクタル次元の分布はほぼ分離している。

S55C(B)

S55C(B) 製試験片は切欠き径半径の種類が多く、S55C(A) 製試験片よりも詳細にフラクタル次元の応力3軸度による変化を追うことができる。Figure (5.7) に示すように、応力3軸度の増加に伴って D_F 中央値が測定長さによって異なる挙動をする。全体的な傾向としては、応力3軸度の増加につれて、長測定長さでは増加、短測定長さでは減少している。応力3軸度 0.33 から 1.11 の増加にともない、長測定長さ $L = 1,083 [\mu\text{m}]$ での D_F 中央値は 0.11 増加し、短測定長さでは増加は 0.00 である。この全般的な傾向は S55C(A) 製試験片の場合に一致している。

応力3軸度の変化にそって更に詳細に D_F 中央値の変化をみると、応力3軸度 0.33 - 0.49 の低い値の範囲において、いずれの測定長さにおいてもほぼ一定の値を示している。測定長さ $L = 1,083, 216.6, 108.3, 21.66 [\mu\text{m}]$ におけるその範囲の D_F 中央値の平均は 1.29, 1.21, 1.23, 1.19 である。 $L = 216.6, 108.3, 21.66 [\mu\text{m}]$ で値は 1.20 付近でほぼ同値と考えられる。一方、応力3軸度 0.63 以上の高応力3軸度範囲において、 $L = 108.3, 21.66 [\mu\text{m}]$ では D_F 中央値の応力3軸度にそった平均がそれぞれ 1.21 である。これは応力3軸度 0.33 - 0.49 の範囲の平均と近い値であり、この測定長さでは応力3軸度の変化に関係なくほぼ一定値 1.20 をとっていると考えられる。長測定長さ $L = 1,083 [\mu\text{m}]$ では D_F 値は漸増している。しかし、この応力3軸度の範囲での増加率は応力3軸度 0.49 から 0.63 の間の増加率よりも緩やかである。応力3軸度 0.63 から 1.11 までの 0.48 の増加に D_F 中央値は 0.06 増加しているが、応力3軸度 0.49 から 0.63 間の 0.14 の増加では 0.07 増加している。低応力3軸度の範囲 0.33 - 0.49 における平均 1.29 からも 0.06 の増加である。この急な増加は D_F 中央値が低応力3軸度範囲と高応力3軸度範囲の2領域に別れ、それらの範囲の間で遷移する挙動を示していると考えられる。この2領域分割に対して、高応力範囲内の測定長さ $L = 216.6 [\mu\text{m}]$ での D_F 中央値の変化は、一見、矛盾している。応力3軸度 0.63 では 1.35 と高い値を示すが、応力3軸度 1.11 では 1.27 と低下している。この現象は測定長さによつた D_F 中央値の変化において詳細を後述する。

測定長さの長短により D_F 値が2領域に別れることは S55C(B) 製試験片破面の D_F 分布も示している (Fig.(5.8))。まず、長測定長さ $L = 1,083 [\mu\text{m}]$ において、四分位偏差が平均 0.077 とほぼ一定であるのに対して、 D_F 中央値は、低応力3軸度 0.33 - 0.49 では中央値の範囲が 0.042 と小さく、分布は変化しないと考えられる。応力3軸度が 0.49 から 0.63 に増加するときの D_F 中央値の増加量が 0.06 と、四分位点偏差と同程度であるため、分布が高い D_F 値側に移動したと判断できる。一方、短測定長さ $L = 21.66 [\mu\text{m}]$ では、応力3軸度 0.33 - 1.11 において、四分位偏差の平均が 0.056 でほぼ一定に対して、 D_F 中央値の平均値 1.20、標準偏差 0.035 と標準偏差が小さいので分布に変化はないと考えられる。

S55C(B) 製試験片の破面の D_F 値は長測定長さでは低 D_F 値から高 D_F 値に遷移し、短測定長さで一定という傾向を示す。遷移する応力3軸度は、本実験では、0.49 - 0.63 間である。

共晶状黒鉛鋳鉄

共晶状黒鉛鋳鉄製試験片において、破面の D_F 中央値は、他の材質の試験片と同様に測定長さにより異なる傾向にある (Fig.(5.9))。測定長さ $L = 1,083, 211.6 [\mu\text{m}]$ においては応力3軸度の増加に対してほぼ一定であるが、 $L = 108.3, 21.16 [\mu\text{m}]$ では上昇傾向を示す。応力3軸度が低い場合においても測定長さの長短により D_F 中央値が異なることが、鋼材との差異である。高応力3軸度において D_F 中央値が測定長さに依らず同程度の値をとり、鋼材とは逆の傾向を示しているが、これについては測定長さ L と D_F 値について後述する。

5.2.2 測定長さとのフラクタル次元

前節において、測定長さによりフラクタル次元 (D_F) 値の応力3軸度の変化にに対する傾向が異なることが示された。ここでは測定長さの変化に対するフラクタル次元値の傾向

を詳細に調べる。既に述べたように、S35C製試験片の破面では、測定長さ、応力3軸度により D_F 値が変化しないので、本節では扱わない。以下にS55C(A), (B)製および共晶状黒鉛鋳鉄製試験片について述べる。

S55C(A)

S55C(A)製試験片の破面の D_F 中央値の測定長さの変化にたいする傾向を Fig.(5.11) に示す。応力3軸度 0.79, 0.63 (切欠き径 $R = 3.0, 5.0$ [mm]) では D_F 中央値は測定長さの増大とともに上昇しており、その増加はそれぞれ 0.21, 0.20 である。それに比して、応力3軸度 0.40 ($R = 25$ [mm]) では増加は 0.037 と小さく、ほぼ一定もしくは微増している。この応力3軸度の D_F 値の分布 (Fig.(5.12)) は、測定長さ $L = 108.3, 211.6$ [μm] における上下四分位点間の範囲が $L = 1,083$ [μm] における上下四分位点間の範囲に含まれていることを示している。よって、いずれの測定長さにおいても分布は変化していないと判断できる。一方、応力3軸度 0.79 ($R = 3.0$ [mm]) では測定長さによって四分位点間の範囲が移動していくので、分布自体が高フラクタル次元側に移動していることを示唆している。

S55C(B)

鋼の破面についてはS55C(B)製試験片により更に詳しく調べると、Fig.(5.13)に示すように、短測定長さで低 D_F 値、長測定長さで高 D_F の領域がみられる。測定長さの増加による D_F 中央値の変化の傾向は応力3軸度により、3種類に分けられる。まず、最大の応力3軸度 1.11 ($R = 1.5$ [mm]) において $L = 108.3$ [μm] 付近より D_F 値が急激に増加する傾向。次に応力3軸度 0.79, 0.69 ($R = 3.0, 5.0$) において $L < 108.3, L > 211.6$ [μm] にそれぞれの測定長さの範囲で D_F 値が一定であり、それらの範囲の間で急増する傾向。そして、それら以下の応力3軸度の場合には全体的に増加する傾向である。

これらの傾向に D_F 値の分布は次のような情報を加える。応力3軸度 1.11 (切欠き径 R

$= 1.5$ [mm]) では、測定長さ $L < 211.6$ [μm] では D_F 値分布の範囲がほぼ一致しており、 D_F 値はほぼ一定と考えられる (Fig.(5.20))。値が急激に増加する測定長さは $L = 211.6$ [μm] 以上である。応力3軸度 0.79, 0.69 ($R = 3.0, 5.0$) においては長測定長さ $L > 211.6$ [μm] と短測定長さ $L < 108.3$ [μm] において、それぞれ D_F 値分布範囲がほぼ一致し、 D_F 値が高い領域と低い領域に別れることを裏付けている (Fig.(5.19), Fig.(5.18))。応力3軸度 0.49 以上 ($R \geq 10.0$ [mm]) では D_F 分布が微増またはほぼ一定であることを示唆している ((Fig.(5.17)–Fig.(5.14)))。

このように鋼の破面では応力3軸度により測定長さ L の変化に対するフラクタル次元値 D_F の傾向が異なる。大略としては高応力3軸度において、長測定長さでは高 D_F 値領域、短測定長さでは低 D_F 値領域をもち、他方、低応力3軸度においては D_F 値はほぼ一定である。ただし、高応力3軸度内で、応力3軸度が非常に大なときには D_F 値の2領域は確認できず、低 D_F 値領域とその急激な上昇がみられる。

共晶状黒鉛鋳鉄

鋼とは異なり、前節に記したように、共晶状黒鉛鋳鉄製試験片の破面では低応力3軸度においても測定長さにより大きく隔たった D_F 値である。そこで、測定長さをより詳細に変化させて D_F 値の傾向を調べると Fig.(5.21) が得られた。いずれの応力3軸度においても長測定長さにおいて高 D_F 値領域、短測定長さにおいて低 D_F 値領域の2領域が見られる。高 D_F 領域において D_F 中央値は一定ではない。しかし、 D_F 値の分布を見た場合、応力3軸度 0.33 (切欠き無し) では四分位点範囲、十分位点範囲もほぼ一致しており、 D_F 値の分布としては一定と考えられる (Fig.(5.22))。応力3軸度 0.63, 1.11 ($R = 5.0, 1.5$ [mm]) においても分布範囲に大きく変動があるが、ほぼ一致していることを示唆しており、 D_F 値の分布としては一定と考えられる (Fig.(5.23), Fig.(5.24))。低 D_F 領域では応力3軸度 0.63, 1.11 ($R = 5.0, 1.5$ [mm]) では、 D_F 値約 1.1、応力3軸度 0.33 (切欠き無し) では D_F 値約 1.2 で一定である。また、低 D_F 領域から高 D_F 領域への急激な上昇を開始する

測定長さは応力3軸度 0.33, 0.63, 1.11 それぞれにおいて $L = 14.4, 54.0, 144.2$ [μm] であり、応力3軸度の増大とともに長くなっている。

5.2.3 吸収エネルギーとフラクタル次元

巨視的指標の代表として破壊に至る吸収エネルギー (E_r) と用いて、フラクタル次元 (D_F) との関係調べる。第4章の結果から、共晶状黒鉛鋳鉄では吸収エネルギーが応力3軸度の変化に対してほとんど変化しなかったため、本節では取り扱わない。また、熟処理の違いから S55C(A) と S55C(B) の比較はしない。

S35C, S55C(A)

S35C 製および S55C(A) 製試験片の E_r 変化による D_F 値の傾向を Fig.(5.25) に示す。図中、測定長さの違いを印の形により表わしている。この図はフラクタル次元 (D_F) 中央値の分布が明瞭に2領域に別れている。2領域は E_r 値 20 [MPa] を境に別れている。 $E_r < 20$ [MPa] において、測定長さによる D_F 値の差が大きい。他方、 $E_r > 20$ [MPa] においてその差が小さい。後者の領域中、S35C 製試験片の D_F 値は測定長さに関わらずほぼ同じ範囲の分布である。これは Figure (5.4) が示されている。また、この領域にある S55C(A) 製試験片の D_F 値 (図中最も低 E_r 側にある黒点) は応力3軸度 0.40 (切欠き径 $R = 25$ [mm]) の場合であり、それらの D_F 値分布範囲も、Fig.(5.6) に示されるように、測定長さにはほぼ一致している。よって、 $E_r > 20$ [MPa] の領域では D_F 値はほぼ一定と考えられる。このように、S35C 製および S55C(A) 製試験片の D_F 値は、低 E_r 値の測定長さの影響を受ける領域と高 E_r 値の測定長さとも無関係な領域に分けられる。

S55C(B)

S55C(B) 製試験片の場合、第4章 Fig.(4.25) に示したように、応力3軸度の変化に対して、応力3軸度 0.33 (切欠き無し) 以外では、破壊吸収エネルギーの変化が大きくないため、 D_F 値分布は $25 < E_r < 35$ [MPa] に集中している (Fig.(5.26))。 D_F 値の集中域から離れた $E_r = 84.7$ での D_F 値は応力3軸度 0.33 (切欠き無し) の破面に対応している。この E_r では Fig.(5.14) から測定長さに関係なく D_F 値は一定と考えられる。

D_F 値が集中して分布している $25 < E_r < 35$ [MPa] の部分を Fig.(5.27) に示し、測定長さ $L = 1,083, 108.3$ [μm] での D_F 値に対応する切欠き径 R を明記する。Figure (5.15), Fig.(5.16), Fig.(5.17) に、切欠き径 $R = 25.0, 15.0, 10.0$ [mm] (応力3軸度 0.40, 0.44, 0.49) における D_F 値範囲が測定長さ依存せず、逆に、Figure (5.18), Fig.(5.19), Fig.(5.20), 切欠き径 $R = 5.0, 3.0, 1.5$ [mm] (応力3軸度 0.63, 0.79, 1.11) においては測定長さ依存することを示している。そのため、この D_F 値が集中している領域においても E_r が約 30 [MPa] 付近を境に2領域に別れると考えられる。

このように、破壊吸収エネルギーの変化に対するフラクタル次元値の分布は、測定長さ依存する領域と依存しない領域の2領域に別れる。依存する領域は低吸収エネルギー側にあり、高吸収エネルギー側に依存しない領域がある。

5.2.4 破壊形態とフラクタル次元

前節までは応力3軸度、吸収エネルギーといった定量的パラメータとフラクタル次元 (D_F) 値の関係について述べたが、本節では破壊形態との比較で定性的にこれらを整理する。

第4章における破面観察から同定した破壊形態と応力3軸度、吸収エネルギー (E_r)、フラクタル次元 (D_F) 値の測定次元 (L) への依存性を Tab.(5.5) に示す。 E_r 値は材質間での比較は無意味なので、応力3軸度の増加に伴う遷移の高 E_r 側か低 E_r 側かを示している。破壊形態は脆性破壊 (Brittle)、延性破壊 (Ductile) のどちらかに分類しており、それらの

中間はないものとする。 D_F 値の L への依存性は前節における結果を元にしてている。

Table (5.5) によれば、破壊形態と D_F 値の L への依存性がよく一致していることがわかる。つまり、脆性破壊では D_F 値が L により変化し、延性破壊では変化しない。この様子は S35C 製および S55C(A) 製試験片の D_F 値と吸収エネルギーの関係において視覚的に捉えることができる (Fig.(5.28))。また、延性破壊と脆性破壊における D_F 値の変化は S55C(B) 製試験片の D_F 値の応力 3 軸度による変化によくでている。この図では脆性破壊領域 (図中 Brittle region) において、 L が長い場合には D_F 値は増加することを示している。また、 L が短い場合には D_F 値は一定であるが、その一定領域は脆性領域のみならず、延性領域 (Brittle region) まで及んでいる。

5.3 本章のまとめ

破面のフラクタル特性を調べるために、S35C, S55C(A), S55C(B) および共晶状黒鉛鋳鉄環環状切欠き付き丸棒試験片の引張破壊によって生成した破面から 2 検出器式走査型電子顕微鏡を用いて縦断面曲線を測定した。それぞれの断面曲線について 2 次高さ-高さ相関々数を用いてフラクタル次元を算出した。電子顕微鏡像 1 視野につき 480 本の縦断面曲線を得ることができ、同数のフラクタル次元値が得られるため、破面の代表値としてフラクタル次元値の分布の中央値、上下四分位点、上下十分位点を考慮した。そして、これらの統計値と応力 3 軸度、縦断面曲線の測定長さおよび破壊形態との関連について以下の結果を得た。

応力 3 軸度の変化に対して、フラクタル次元分布の中央値は材質および測定長さにより異なる変化を示した。異なる傾向を示す測定長さは数 μm 程度の短測定長ささと数十 μm 程度の長測定長さである。

1. [S35C] 応力 3 軸度、測定長さによらず、一定のフラクタル次元。
2. [S55C(A),(B)] 測定長さにより異なる傾向。

(a) [長測定長さ]

- 低応力 3 軸度で一定。
- 高応力 3 軸度で応力 3 軸度の増加に伴い微増。
- 低応力 3 軸度と高応力 3 軸度の間ではフラクタル次元値の差が比較的大きく、遷移していることを示唆している。

(b) [短測定長さ] 応力 3 軸度によらず一定。

3. [共晶状黒鉛鋳鉄] 測定長さにより異なる傾向。

- (a) [長測定長さ] 応力 3 軸度によらず一定。
- (b) [短測定長さ] 応力 3 軸度の増加にともない上昇。

更に、共晶状黒鉛鋳鉄においては、長測定長ささと短測定長さの境となる測定長さが応力 3 軸度の増大にともなって短くなった。

破面観察により同定された破面の破壊形態との比較を行うことにより、フラクタル次元値はの測定長さにより異なる傾向は以下のような関連を示した。

1. [脆性破壊] 測定長さによりフラクタル次元値が異なる。

- 長い測定長さではフラクタル次元値はより脆性的になるほど高くなる、もしくは一定である。
- 短い測定長さではフラクタル次元値は一定値である。

2. [延性破壊] 測定長さに関わらずフラクタル次元値は一定。より延性的になることにとり異なる変化はない。

これらの解析結果をもって、延性破面と脆性破面の差異はフラクタル次元値のスケールによる変化に現れることが示された。

Tab.5.1 Magnification of scanning electron microscopy (SEM) and the image sizes.

\times : magnification. L : Nominal length of a profile. Δt : width of a pixel.

\times	100	1,000	10,000
L [μm]	1.083×10^3	108.3	10.83
Δt [μm]	2.125	0.212	2.115×10^{-2}

Tab.5.2 Distribution of the value of fractal dimension for the fracture surface of S55C specimen with various radius.

$R = 1.5[\text{mm}]$						
L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth
1083	2.12	1.590	1.512	1.416	1.323	1.260
216.6	0.423	1.431	1.346	1.272	1.211	1.153
108.3	0.212	1.275	1.237	1.162	1.105	1.088
21.66	0.0423	1.363	1.303	1.237	1.157	1.105
$R = 3.0[\text{mm}]$						
L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth
1083	2.12	1.564	1.482	1.387	1.305	1.256
216.6	0.423	1.467	1.420	1.370	1.327	1.273
108.3	0.212	1.445	1.359	1.257	1.190	1.149
21.66	0.0423	1.282	1.225	1.190	1.146	1.118
$R = 5.0[\text{mm}]$						
L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth
1083	2.12	1.540	1.460	1.355	1.285	1.245
216.6	0.423	1.453	1.409	1.353	1.279	1.194
108.3	0.212	1.372	1.296	1.233	1.189	1.156
21.66	0.0423	1.344	1.269	1.206	1.142	1.112

$R = 10.0[\mu\text{m}]$						
L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth
1083	2.12	1.437	1.354	1.278	1.213	1.160
216.6	0.423	1.382	1.301	1.230	1.185	1.155
108.3	0.212	1.378	1.287	1.232	1.191	1.160
21.66	0.0423	1.285	1.238	1.192	1.141	1.111
$R = 15.0[\mu\text{m}]$						
L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth
1083	2.12	1.445	1.376	1.319	1.274	1.221
216.6	0.423	1.357	1.296	1.224	1.160	1.136
108.3	0.212	1.418	1.330	1.269	1.184	1.122
21.66	0.0423	1.284	1.239	1.185	1.141	1.107
$R = 25.0[\mu\text{m}]$						
L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth
1083	2.12	1.455	1.372	1.277	1.223	1.173
216.6	0.423	1.312	1.245	1.196	1.156	1.129
108.3	0.212	1.278	1.236	1.189	1.140	1.112
21.66	0.0423	1.238	1.203	1.133	1.102	1.085
Without notch						
L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth
1083	2.12	1.434	1.371	1.305	1.222	1.163
216.6	0.423	1.322	1.254	1.200	1.131	1.109
108.3	0.212	1.375	1.308	1.228	1.180	1.144
21.66	0.0423	1.345	1.288	1.235	1.156	1.113

Tab.5.3 Distribution of the value of fractal dimension for the fracture surface of specimen

with notch radius, $R = 5$ [mm]								
Magnifi- cation	L [μm]	Δt [μm]	Upper tenth	Upper quartile	Median	Lower quartile	Lower tenth	
100	1.08×10^3	2.11	1.43	1.36	1.31	1.28	1.24	1.24
200	5.41×10^2	1.06	1.38	1.34	1.28	1.24	1.24	1.21
300	3.60×10^2	0.704	1.50	1.37	1.32	1.26	1.26	1.19
500	2.16×10^2	0.422	1.45	1.37	1.27	1.19	1.19	1.13
700	1.54×10^2	0.302	1.38	1.28	1.21	1.16	1.16	1.14
1,000	1.08×10^2	0.211	1.27	1.23	1.20	1.15	1.15	1.11
2,000	54.1	0.106	1.48	1.28	1.21	1.16	1.16	1.13
3,500	30.9	6.03×10^2	1.34	1.26	1.19	1.15	1.15	1.12
5,000	21.6	4.22×10^2	1.36	1.28	1.18	1.13	1.13	1.11
7,500	14.4	2.82×10^2	1.33	1.26	1.21	1.17	1.17	1.13
10,000	10.8	2.11×10^2	1.27	1.24	1.19	1.14	1.14	1.12
20,000	5.41	1.06×10^2	1.17	1.12	1.08	1.07	1.07	1.07
35,000	3.09	6.03×10^3	1.32	1.17	1.13	1.06	1.06	1.04

Tab.5.4 Distribution of the value of fractal dimension for the fracture surface of specimen

with notch radius, $R = 1.5$ [mm]			Upper	Upper	Median	Lower	Lower
Magnifi-	L_f [μm]	Δt [μm]	tenth	quartile		quartile	tenth
cation							
100	1.08×10^3	2.11	1.53	1.47	1.40	1.33	1.29
200	5.41×10^2	1.06	1.61	1.46	1.34	1.27	1.24
300	3.60×10^2	0.704	-	-	-	-	-
500	2.16×10^2	0.422	1.46	1.40	1.31	1.24	1.20
700	1.54×10^2	0.302	1.59	1.51	1.31	1.25	1.21
1,000	1.08×10^2	0.211	1.57	1.47	1.37	1.26	1.20
2,000	54.1	0.106	1.50	1.38	1.32	1.23	1.19
3,500	30.9	6.03×10^{-2}	1.47	1.36	1.28	1.23	1.19
5,000	21.6	4.22×10^{-2}	1.33	1.31	1.25	1.20	1.13
7,500	14.4	2.82×10^{-2}	1.35	1.16	1.11	1.07	1.05
10,000	10.8	2.11×10^{-2}	2.71	2.66	2.45	2.11	2.09
20,000	5.41	1.06×10^{-2}	1.20	1.14	1.12	1.10	1.09
35,000	3.09	6.03×10^{-3}	1.26	1.20	1.04	1.01	1.00

Tab.5.5 Fracture modes and stress triaxiality, absorbed energy to rupture (E_r) and Fractal dimension (D_F) dependence to nominal profile length (L).

Material	Stress triaxiality (R)	E_r	D/B	D_F dependence to L	
S35C	0.33	∞	High	Ductile	No
	0.40	25.0	High	Ductile	No
	0.79	3.0	High	Ductile	No
S55C(A)	0.33	∞	High	Ductile	No
	0.40	25.0	Midium	Ductile	No
	0.63	5.0	Low	Brittle	Yes
	0.79	3.0	Low	Brittle	Yes
	1.11	1.5	Low	Brittle	Yes
S55C(B)	0.33	∞	High	Ductile	No
	0.40	25.0	Low	Ductile	No
	0.44	15.0	Low	Ductile	No
	0.49	10.0	Low	Ductile	No
	0.63	5.0	Low	Brittle	Yes
Cast iron	0.79	3.0	Low	Brittle	Yes
	1.11	1.5	Low	Brittle	Yes
	0.33	∞	Low	Brittle	Yes
	1.11	1.5	Low	Brittle	Yes
	0.63	5	Low	Brittle	Yes

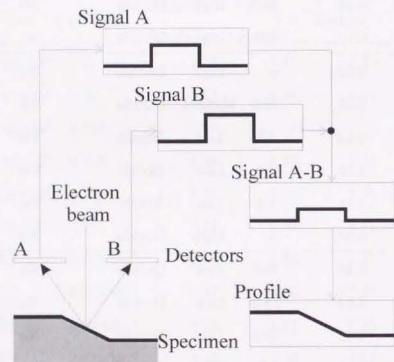


Fig.5.1 Method to record surface profiles

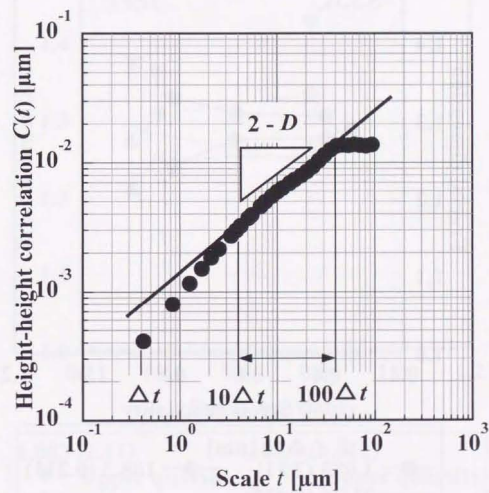


Fig.5.2 Example of height-height correlation.

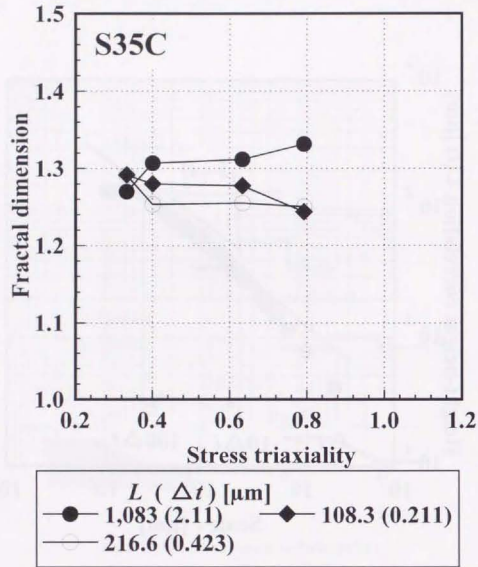


Fig.5.3 Stress triaxiality versus fractal dimension with nominal profile length L (width of a pixel dt), S35C.

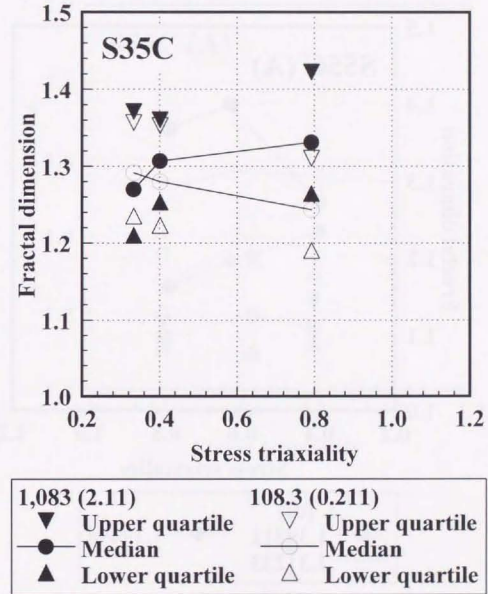


Fig.5.4 Stress triaxiality versus fractal dimension distribution, S35C.

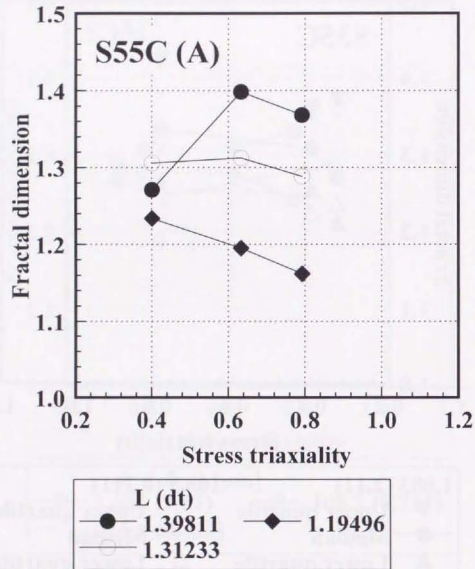


Fig.5.5 Stress triaxiality versus fractal dimension. S55C(A).

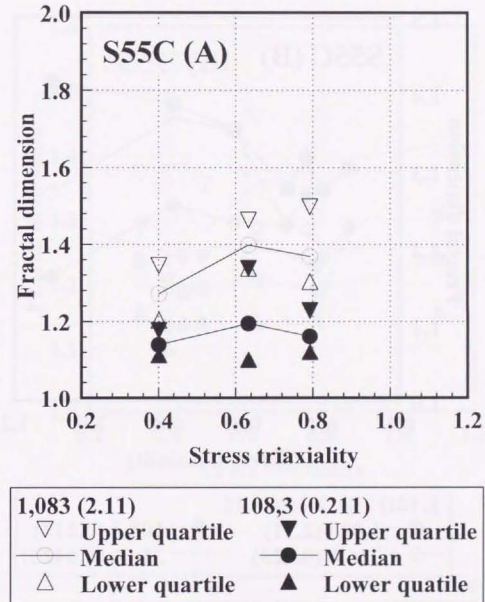


Fig.5.6 Stress triaxiality versus fractal dimension distribution. S55C(A).

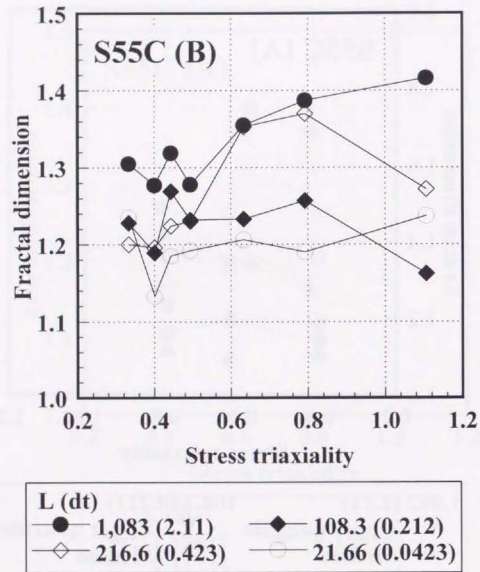


Fig.5.7 Stress triaxiality versus fractal dimension with stress triaxiality (notch radius R). S55C(B).

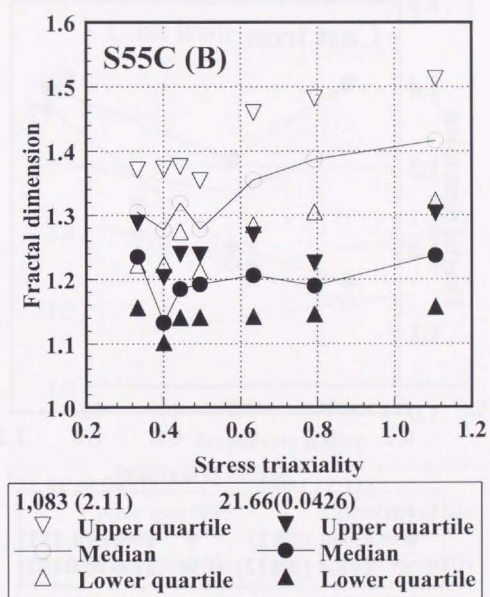


Fig.5.8 Nominal length of profile L versus fractal dimension. S55C(B).

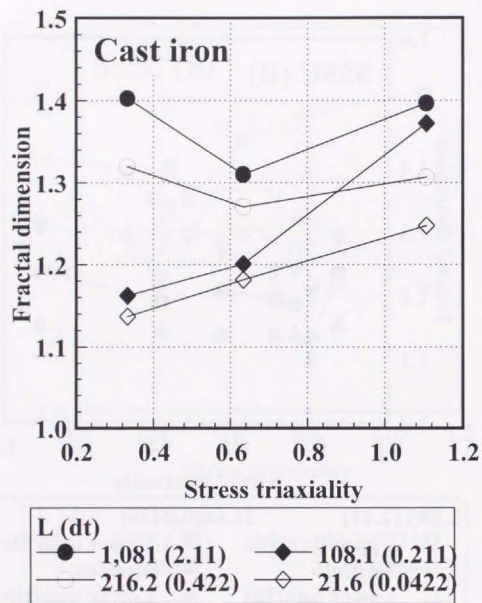


Fig.5.9 Stress triaxiality versus fractal dimension distribution with nominal profile. Eutectic cast iron.

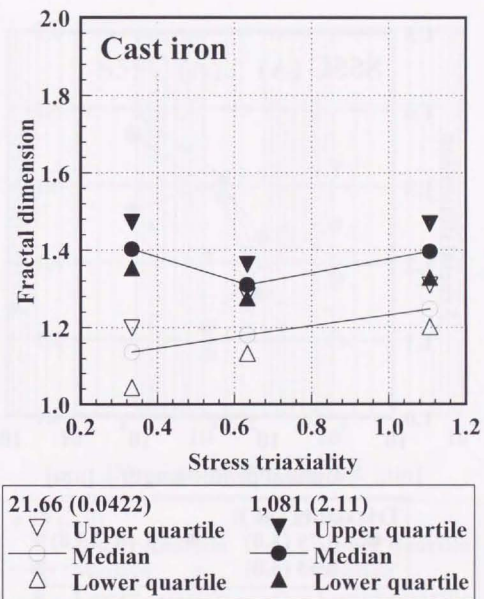


Fig.5.10 Stress triaxiality versus fractal dimension distribution with nominal profile. Eutectic cast iron.

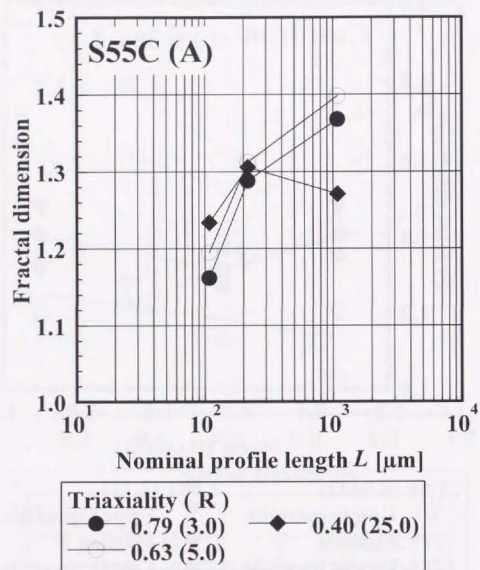


Fig.5.11 Nominal length of a profile L versus fractal dimension with stress triaxiality (notch radius R). S55C(A).

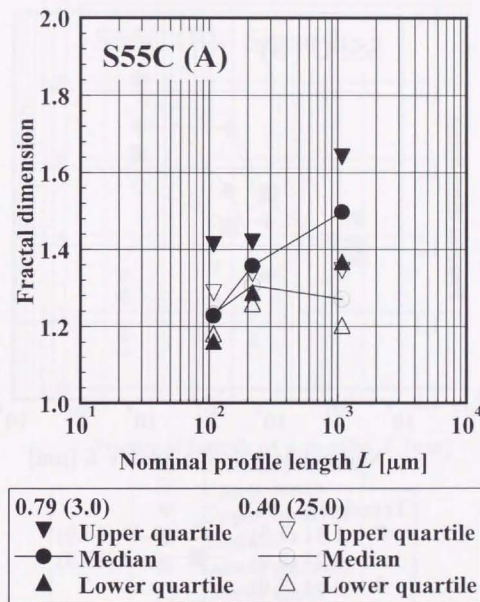
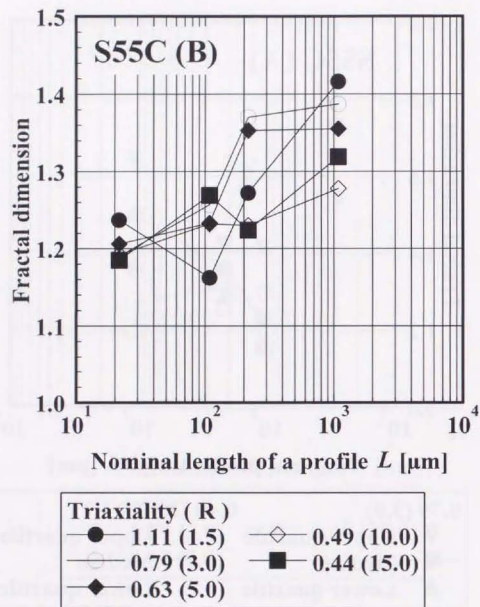
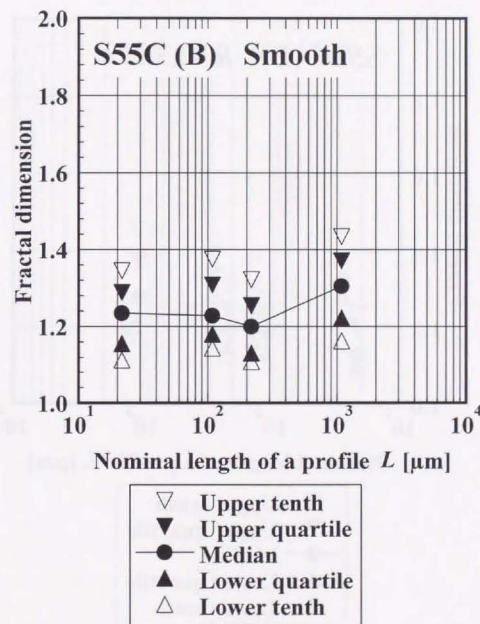
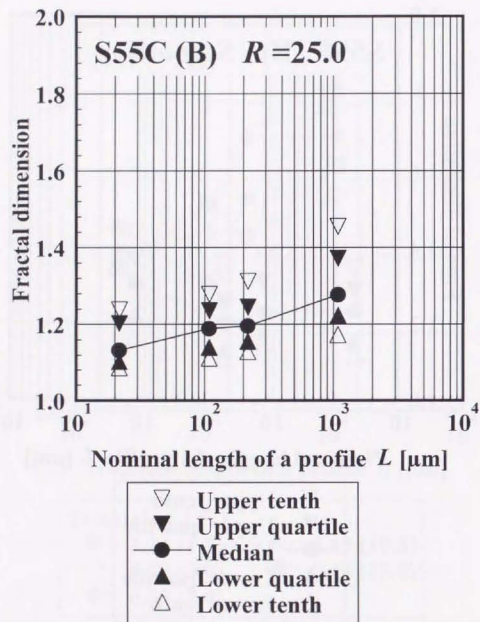
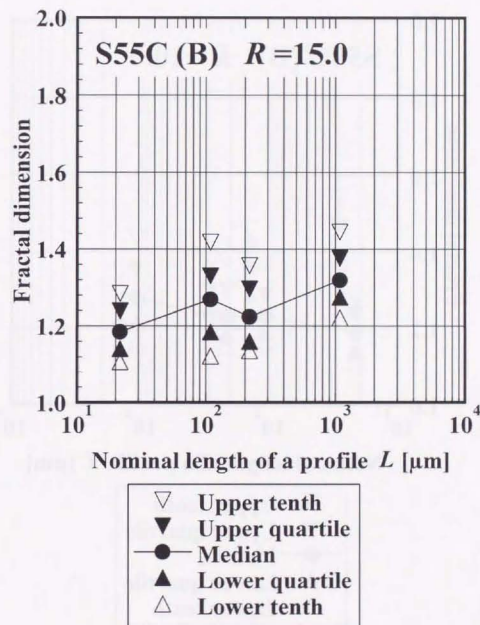
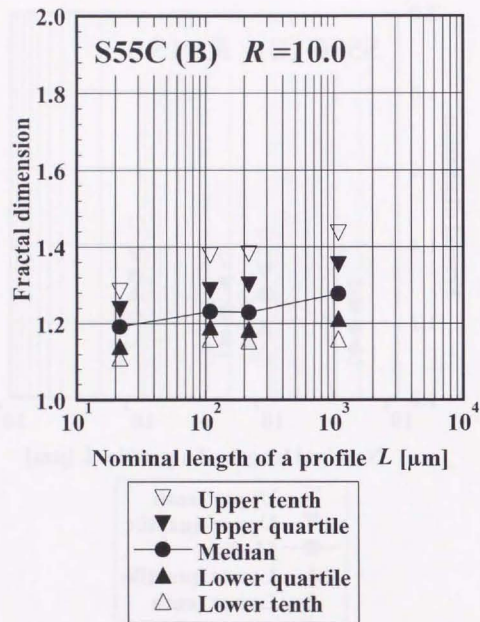
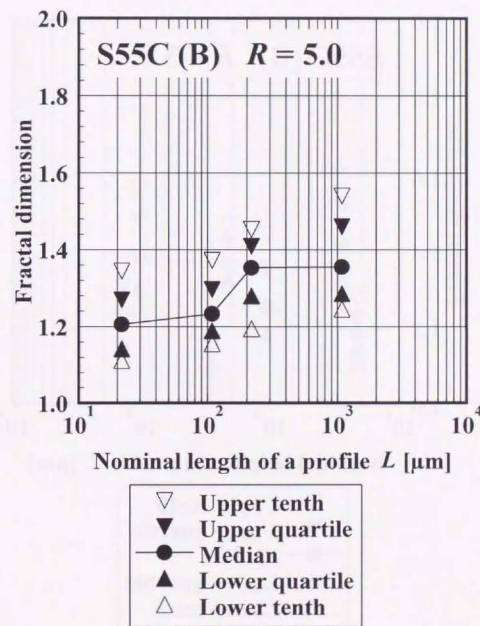
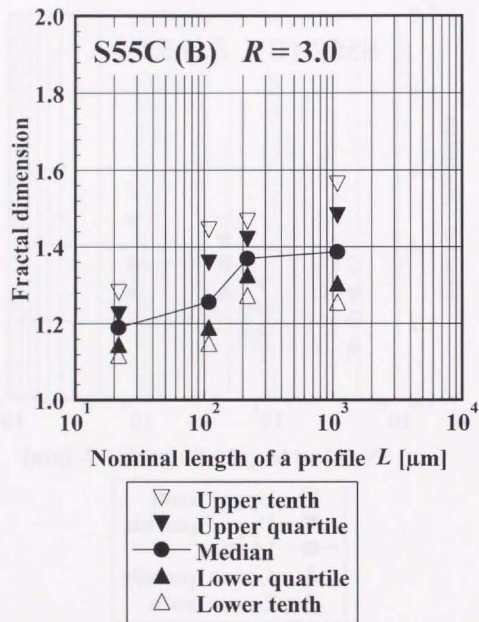
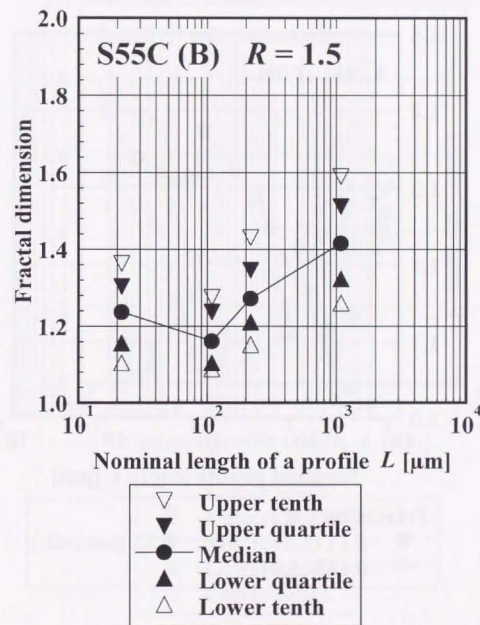


Fig.5.12 Nominal length of a profile L versus fractal dimension distribution. S55C(A).

Fig.5.13 Nominal length of profile L versus fractal dimension distribution. S55C(B).Fig.5.14 L vs. D_f . S55C(B), Smooth.

Fig.5.15 L vs. D_F . S55C(B), Notch radius $R = 25.0$ [mm].Fig.5.16 L vs. D_F . S55C(B), Notch radius $R = 15.0$ [mm].

Fig.5.17 L vs. D_F . S55C(B), Notch radius $R = 10.0$ [mm].Fig.5.18 L vs. D_F . S55C(B), Notch radius $R = 5.0$ [mm].

Fig.5.19 L vs. D_f . S55C(B), Notch radius $R = 3.0$ [mm].Fig.5.20 L vs. D_f . S55C(B), Notch radius $R = 1.5$ [mm].

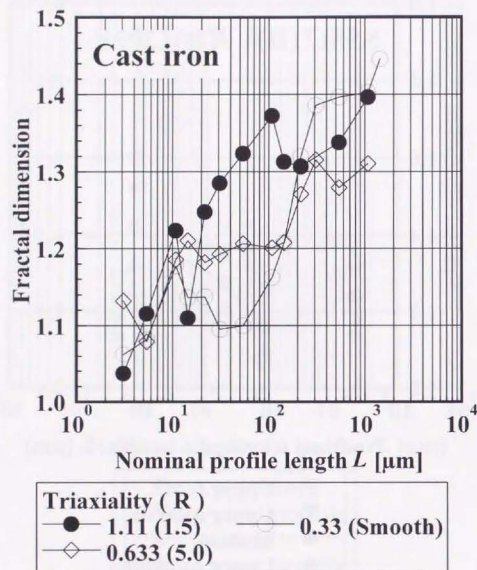


Fig.5.21 Nominal length of a profile L versus fractal dimension with stress triaxiality (notch radius R). Eutectic cast iron.

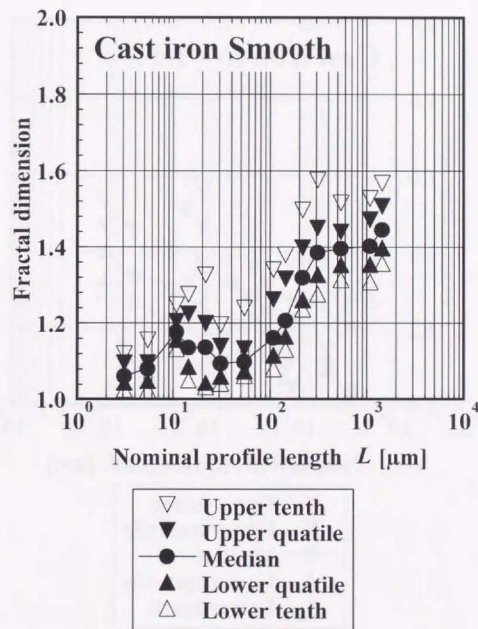


Fig.5.22 Nominal profile length versus fractal dimension distribution. Eutectic cast iron, smooth round bar specimen.

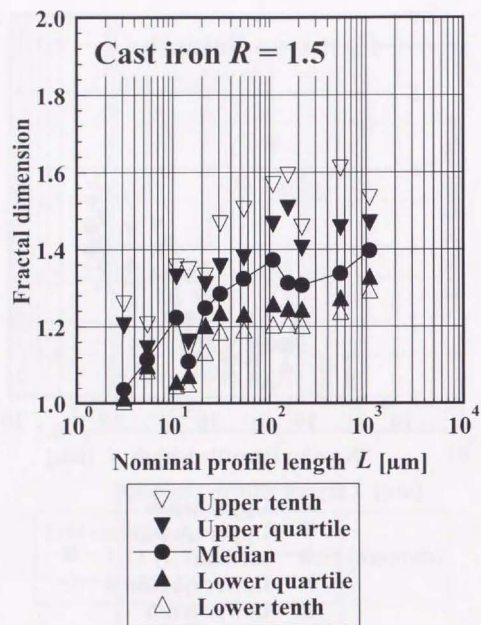


Fig.5.23 Nominal profile length versus fractal dimension distribution. Eutectic cast iron, round bar specimen with notch of radius 1.5 mm.

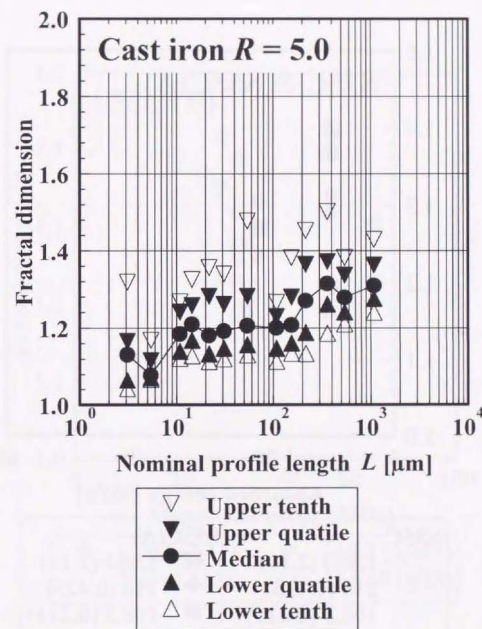


Fig.5.24 Nominal profile length versus fractal dimension distribution. Eutectic cast iron, round bar specimen with notch of radius 5.0 mm.

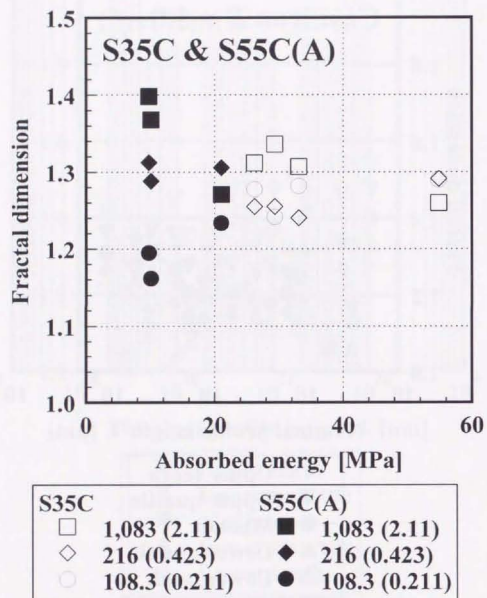


Fig.5.25 Absorbed energy vs. fractal dimension. S35C and S55C(A)

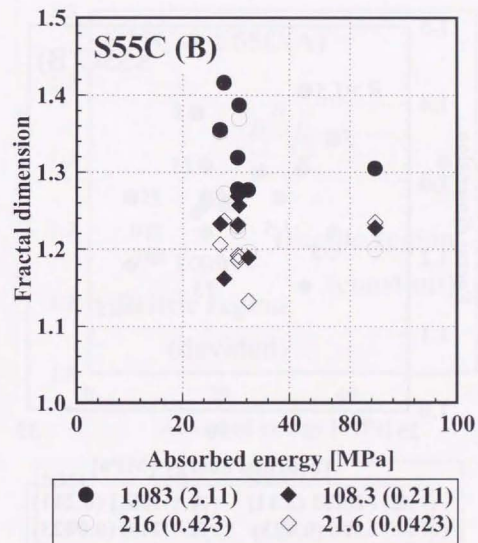


Fig.5.26 Absorbed energy vs. fractal dimension. S55C(B).

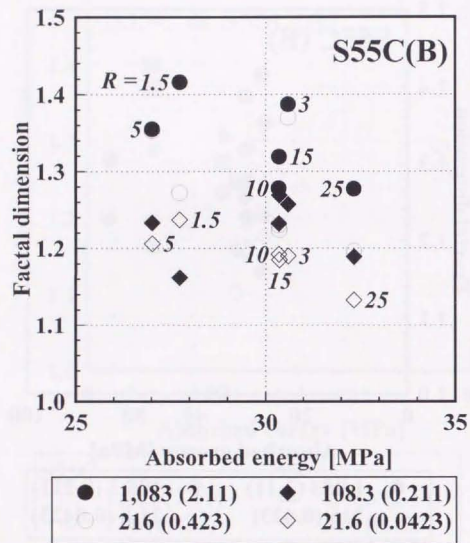


Fig.5.27 Absorbed energy vs. fractal dimension. S35C and S55C(B).

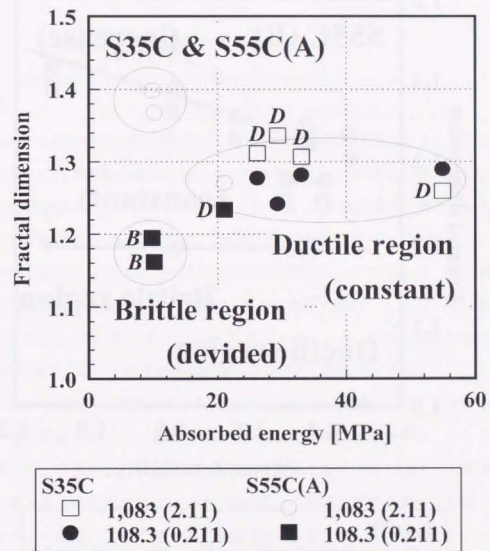


Fig.5.28 Schematic illustration of results of analysis (1).

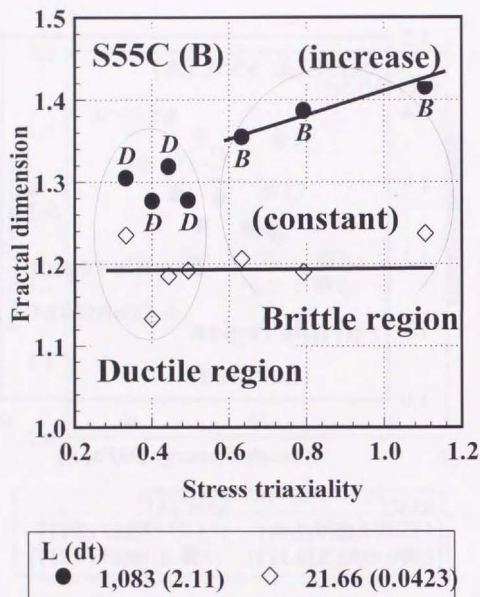


Fig.5.29 Schematic illustration of results of analysis (2).

第6章 延性破面および脆性破面のフラクタル特性

第5章において延性破面と脆性破面においてフラクタル特性が異なることが示された。その特性は第1に破壊形態の遷移に対するフラクタル次元の挙動である。脆性破面ではより脆性的破壊形態になるにつれてフラクタル次元値 (D_f) は増加する傾向を示したが、延性破壊では延性寄りあるいは脆性寄りの破壊形態の相違に関わらず一定の D_f 値が得られた。特性の第2はフラクタル次元と測定長さの関係についてである。脆性破面においては、ある測定長さを境にフラクタル次元値が2領域に別れ、それより長い測定長さでは高 D_f 値であり、短い測定長さでは低 D_f 値である。一方、延性破面は測定長さにより D_f 値は変化せず、応力3軸度や破断吸収エネルギーとも無相関である。

本章においては第1の特性に関して、他の研究結果との比較により、本研究の結果が脆性破面、延性破面の双方とも過去の事例と一致していることを述べる。そして、第2の特性に関して、破壊形態と特徴長さの観点から考察を施す(第6.1節)。特徴長さを有する破壊形態である脆性破壊については、特徴長さの要因とフラクタル次元値の領域を分ける測定長さの関連について述べる(第6.2節)。延性破面においてフラクタル次元値が破壊形態の遷移と無相関であることは、延性破面にフラクタルを適用することを無意味であること示す可能性もある。これに対して、延性破面の破面形状とフラクタル次元値が関連付けることができることを単純なモデルを用いて示す(第6.3節)。

6.1 脆性-延性遷移とフラクタル次元

6.1.1 脆性-延性遷移にもなうフラクタル次元の変化の傾向

過去において破壊条件の変化とフラクタル次元値 (D_F) の挙動に関する研究結果をまとめた図を Fig.(1.3) (p.7) に示す。脆性材料では破壊形態がより脆性的になるにつれて D_F 値が減少する。これは GOI 条件の修正による $K_{IC} - D_F$ 関係が示す傾向に合致する。他方、延性材料では同様な破壊形態の変化に連れて D_F 値は増加する。

本研究では丸棒型試験片を用いたために K_{IC} 値が得ることができない。そのため、直接の比較はできないが、脆性破壊において破壊形態がより脆性的になるにつれて D_F 値が増加している。これは Fig.(1.3) と GOI 条件の修正による $K_{IC} - D_F$ 関係と逆の傾向である。

しかしながら、第 3.2.4 節に説明したように、Fig.(1.3) における延性材料は脆性破壊をしていると思われる。图中、延性材料の研究結果には破面の微視的観察について触れていない。しかし、30MnCrNiMo 鋼は低温での破壊試験を行っていること、24SiCrNiMo 鋼は焼き入れを施してあること、PES および PEK-C は微少き裂が原因となる破面を想定していることなどを勘案すれば、これらは脆性破壊をしたと考えられる。

仮に、30MnCrNiMo 鋼および 24SiCrNiMo 鋼が脆性破壊していたとすれば、これらの破面はより脆性的破壊形態になるにつれて D_F 値が上昇している。この傾向に本研究結果は一致する。この一致から、炭素鋼の脆性破面においては破壊形態がより脆性的になるにつれて D_F 値は増加すると考えられる。結局、材質により脆性破壊における破面のフラクタル次元の破壊形態に対する傾向は異なるかもしれない。

延性破面におけるフラクタル次元値 D_F が単位体積当たりの破断吸収エネルギー値によらず一定であることは、完全な延性破壊ではフラクタル次元と破壊靱性値は無相関との Bouchaud の報告⁽¹⁵⁾を支持している。この相関の無さは延性破壊での部材の変形が破面に集中せず、破面下の母材も大きく塑性変形することが原因と考えられる。Stüwe は延

性破壊における吸収エネルギーを破面生成に費やされる成分と母材変形に費やされる成分に区別し、全体の吸収エネルギーに対するそれぞれの割合を試算している^(62, 63)。そして、延性破面生成に要する塑性変形のエネルギーは破面形状によらず大差ないことを示し、母材の変形に要するエネルギーが破断吸収エネルギーの大部分を占めるとした。 D_F 値が破断吸収エネルギーと無相関であることも、延性破壊に対する母材の変形の寄与が大きいことによるものと考えられる。

このようにフラクタル次元の破壊形態の変化に対する傾向は、脆性破壊、延性破壊の区別無く、過去の事例と一致する。脆性破壊においては材質により異なる D_F 値の変化を示しており、 D_F 値の傾向に関しては本研究結果は他の材料に対しても普遍的には適用できない。しかし、脆性破面における第 2 の特性、 D_F 値の測定長さに対する依存性は、脆性破面一般に当てはまると考えられる。次にこれについて述べる。

6.1.2 特徴長さとフラクタル次元

破壊形態が延性破壊から脆性破壊に遷移することにより、測定長さに対するフラクタル次元 (D_F) 値の変化が異なることは、延性破壊では特徴長が存在せず、脆性破壊では存在するという、それぞれの破壊形態の特徴を示していると考えられる。

一般に脆性破壊には寸法効果があり、脆性破壊を表す巨視的な指標の値が試験片や対象物のスケールに依存する。例えば、第 2 相粒子界面での剥離や転位の堆積による破壊核の発生により脆性破壊を開始する応力は試験片結晶粒径の平方根に比例するという寸法効果がある。また破壊靱性値 K_I に寸法効果があり、試験片形状と寸法がき裂先端の塑性域寸法に影響を与えることが原因である。このように、脆性破壊の寸法効果は、一つは材料組織に起因し、また一つは、力学的な破壊機構によるものである。脆性破面において、本研究において示された D_F 値が急激に変化する測定長さ (L_D) もある種の特徴長さであろう。この測定長さ L_D は、破面の解析により得られたものである。脆性破面を生成する過程に関連していると思われる。

延性破面におけるフラクタル次元値は、測定長さにより変化せず、また、破断に至るまでの吸収エネルギーや応力3軸度に関係なく一定であった。測定長さに依存せず、 D_F 値が不変であることは、生成された破面が観察スケールの広い範囲において同じフラクタル特性を有していることを示唆している。つまり、微視的スケールから巨視的スケールに至るまで、延性破面が同じ性質をもった統計的自己アフィンフラクタルであり、破面形状がスケールによらず相似的であることを示している。一般に延性破壊は特徴長さを有さず、相似的な性質を示す破壊形態である。例えば、相似な試験片の破断における破断吸収エネルギーは体積に比例し、単位体積当たりの吸収エネルギーは試験片寸法によらず一定であるような相似性を示す。 D_F 値が観察スケールに依らず一定であることはこの相似性と定性的に一致している。

本解析結果が示したように材料表面において観察するスケールによりフラクタル次元値が変化することは既に幾つかの研究が示している^(54, 55, 56, 57)。本研究では、脆性破面においてフラクタル次元値が観察スケールにより2領域を持つことを確認したこと、破壊形態が特徴長さを有するかによりこのような現象が現れるかを評価したことが、他の研究と異なる点である。

6.2 脆性破面とフラクタル次元

脆性破面の測定長さにより異なる D_F 値は観察するスケールにより異なる特徴の形状の表面を表している。統計的でない自己相似フラクタルや自己アフィンフラクタル等の理想的なフラクタル形状が、元来、反復写像系 (Iterated Functional System) により生成され、フラクタル次元が系の構成に固有なものであること⁽⁵⁸⁾から類推すれば、異なる D_F 値は表面形状を生成した機構が異なることを示唆していると思われる。このようなスケールにより異なるフラクタル構造を示す表面は磁気ディスク表面⁽⁵⁴⁾や摩耗面⁽⁵⁵⁾に見出されている。脆性破面においてもスケールにより異なる機構により生成された破面であると

考えられる。

前述のように、一般に脆性破壊には特徴長さが存在し、第2相粒子間隔や結晶粒径など材料組織に起因するものとき裂先端の塑性域寸法など力学的な破壊機構によるものである。これらの特徴長さを境として巨視的なスケールと微視的なスケールにおいて次のような異なる特徴の破面が生成されたと考えられる。

材料組織では L_D に対応する特徴長さは第2相粒子間隔や結晶粒径と考えられる。第2相粒子間隔が L_D に対応する場合には、Figure (6.1)(a) に示すように、複数の破壊核からき裂が進展し、き裂同士が交差することにより破面が生成される機構が想定される。図中、灰色の球が破壊核であり、それぞれの破壊核を起点にき裂が進展していることを示している。き裂長さの平均は破壊核間隔の平均と同程度である。破壊核間隔よりも微視的に観察すればき裂面での表面形状を観察することとなる。逆に破壊核間隔よりも巨視的に観察する場合には複数のき裂により構成される破面をみることとなる。表面形状を特徴づける要因は、微視的にはへき開面であり、巨視的には破壊核の分布である。微視的き裂の連なるような脆性破壊過程は高分子製帯板中をき裂が進展する際に見られる。この過程では主き裂がき裂先端前方に多数発生した微小き裂と合体しながら伝播する。このような表面形状の相違をフラクタル次元は反映すると予想される。

脆性破面が粒界の剥離で生成されるときには、剥離した粒界面と複数の粒界面の連なりで構成される表面とは異なる表面形状を示すと考えられる (Fig.(6.1)(b))。結晶粒の形状を正六角形と仮定したモデルについてのモデルも提案されている⁽⁵⁹⁾。実験的には粒界型破壊は焼結セラミックスの4点曲げ破面などで見られる。そのような破面では、一つの粒界剥離面上でのフラクタル次元と表面形状を表すフラクタル次元が異なると予想される。

鋼などの金属では、き裂先端の塑性領域が他の材料と比べて大きくなり、所謂、擬脆性破断 (quasi-brittle fracture) が起こる。このような場合には、微視的には塑性変形を経験した破面が観察され、巨視的には他の要因による凹凸が観察されたと考えられる。

前述の破壊過程のように第2相粒子間隔や結晶粒径といった、表面形状と直接的に関連付けられる特徴長さではないが、破面を覆う塑性域の幅が一つの指標となるとと思われる (Fig.(6.1)(c)).

本実験および解析より得た測定長さによる共晶状黒鉛鋳鉄の破面様相の比較を Fig.(6.3) に示す。測定長さ (L) が長い、巨視的な観察では破面は、微少な凹凸がある比較的荒れた面である (Fig.(6.3)(a))。この微少な凹凸を拡大すると無数のくぼみが観察される (Fig.(6.3)(b))。これらは、延性破面のディンプルと異なり、くぼみ内部に空孔発生の起点となった第2相粒子や介在物が発見されないため、粒界破壊の痕跡であると考えられる。さらに微視的に観察すると (Fig.(6.3)(c))、くぼみの内部に川状模様を観察されないため、これらはへき開面ではなく、粒界破壊による面であることが確認される。これらのくぼみ内部の面は非常に滑らかである。破面形状の複雑さを表す尺度としてフラクタル次元を捉えるならば、長い L において、破面が荒らく、短い L において滑らかであることは、 D_F 値が、それぞれ、高く、低いことと一致している。したがって、本実験に用いた共晶状黒鉛鋳鉄製試験片においては、 D_F 値が変化する測定長さ L_D には結晶粒界の大きさが影響しているとも考えられる。

Figure (6.2) に、共晶状黒鉛鋳鉄における、応力3軸度と L_D の関係を示す。 L_D は測定長さ L の増大に伴って D_F 値が急上昇する直前の L とした。応力3軸度の増加とともに L_D が短くなることが示されている。試験片は、切欠径は異なるが、同一の供試材に同一の熱処理を施しているため、結晶粒界の寸法の平均は同じである。結晶粒界の寸法が同一にも関わらず、応力3軸度により L_D が変化しているの、結晶粒界の寸法のみが影響しているとは考えられない。

応力状態により L_D が変化することから、塑性領域寸法が影響しているとも考えられる。塑性領域寸法は Eqn.(2-24)-Eqn.(2-27) から、定数 k を用いて

$$r_y = k \frac{K^2}{\sigma_y^2} \quad (6-1)$$

と表される。 K はき裂長さの関数であるが、本実験では適切なき裂形状、位置、寸法を

想定し難い。また、 k は応力状態により変化する。このため解析的には r_y を決定するのが難しく、定量的に塑性域寸法を議論する事はできない。しかし、定性的には、切欠を施して3軸応力状態とすることで、応力の静水圧成分が増し、等価応力が減じられるので、塑性域寸法は小さくなると予想される。この傾向は切欠径が小さくなることで応力3軸度が増すにつれ、 L_D が短くなる傾向と一致している。

よって、定性的ではあるが、本実験と解析により共晶状黒鉛鋳鉄の破面におけるフラクタル次元値の測定長さへの依存性は、結晶粒寸法と塑性域寸法の双方に関連していると考えられる。

定量的に破壊核間隔、結晶粒寸法、塑性域寸法の影響を確認するには、別の材料と試験片形状を用いた実験が必要である。例えば、破壊核間隔については材料を替え、第2相粒子が明瞭に観察できる球状黒鉛鋳鉄製試験片を用いると良いだろう。結晶粒寸法に関しては、へき開破面の元となる破壊核をなるべく含まない材料を用いた実験が必要であろう。極低炭素濃度軟鋼を低温脆性条件下で破壊する実験や焼結セラミクスを用いる実験が良いと考えられる。塑性域寸法に関してはCT試験片を用いた擬脆性破断試験により明確になると思われる。

6.3 延性破面とフラクタル次元

延性破面は材料内部で微小空孔の発生・成長・合体により生成する。微小空孔の成長・合体は塑性変形であり、変形に消費されたエネルギーの総和が破断吸収エネルギーとなる。また、破面のディンプルも微小空孔の痕跡である。痕跡から、それぞれのディンプルに対応する微小空孔の発生順序など、破断過程を完全に推定することは困難であるが、破断吸収エネルギーの概略値を与える可能性はある。痕跡である破面を、ディンプルの形状と寸法の分布により表し、その概略値を計算することができるであろう。

縦断面曲線のフラクタル次元がディンプル形状と寸法の分布と関連付けられるならば、

破面吸収エネルギーをフラクタル次元から概算することも可能であると考え。また、ディンブルの形状・数の分布を介し、フラクタル解析と延性破断過程の解析を分離することにより、従来の延性破断過程の諸研究の結果を有効に活用できると予想される。そこで、ディンブルの形状と寸法分布を仮定して破面の縦断面曲線を仮想的に構成し、その曲線のフラクタル性を検証する。

破面を模すフラクタル曲線を仮想的に構成するのだが、フラクタル曲線を生成する方法は種々提案されている。一般的には乱数を用いる方法と関数を用いる方法、そして、反復写像を用いる方法がある。乱数を用いる方法としては、非整数ブラウン運動を模す方法 (fractional Brownian Motion method; fBM method)⁽⁶⁰⁾、中点変位法 (Midpoint Displacement method; MD method)、逐次ランダム加算法 (Successive Random Addition method; SRA method)⁽⁶¹⁾等がある。これらの方法によるフラクタル曲線は、一見、規則性がなく、「自然な」印象を与える。短所としては、乱数を用いるために、生成した曲線のフラクタル次元は意図したフラクタル次元と完全に一致することはない。意図したフラクタル次元と、必要とする有効数字の範囲において、一致する曲線を得るためには多くのデータ点数を必要とする。次に関数を用いる方法は手軽さから一般に良く用いられている。関数としては Weierstrass-Mandelbrot 関数⁽²⁾、高木関数がよく用いられている。これらの関数から生成したフラクタル曲線は周期性が強く、「自然さ」に欠ける。反復写像を用いる方法は一般に L-システムと呼ばれ、適当な初期形状 (イニシエータ: initiator) を反復写像系 (Iterated Functional System; IFS) に通して、もとの形状の内部に縮小写像することにより、自己相似形あるいは自己アフィン形を生成する方法である。代表的なものが Koch 曲線である。前記の2法では曲線は $y = f(x)$ 型の一価関数、勿論一般の関数として表現できない関数であるが、二価関数の曲線を生成する点が利点である。

しかし、これらの方法により生成された曲線は実際の延性破面の様相とは著しく異なる。これらの方法による曲線にはディンブルと呼べる凹部を見出せないからである。したがって、延性破面を仮想的に構成するには不適切であると考えられる。理想的には延

性破断過程を数値的に模擬して破面を構成するべきであるが、しかしながら、微小空孔の発生から合体にいたるまでを適切にシミュレーションすることは困難である。そのため、本研究では縦断面曲線を直接生成せずに、仮定したディンブル形状と縦断面曲線内のディンブルの寸法による個数分布密度から縦断面曲線全体の高さ-高さ相関々数を算出する。算出した相関々数からフラクタル次元を求め、ディンブルの個数分布密度のパラメータと比較を行う。

6.3.1 ディンブル分布とフラクタル次元

ディンブル形状に関しては次のような仮定を置く。まず、ディンブルはすべて相似形で寸法が異なるとする。ディンブル形状は軸対称形とする。また、ディンブルの中にはディンブルはないとする。そして、ディンブルは互いの頂点同士で接する。したがって、ディンブルが開口している面は平面である。これらの条件から想像される延性破面の縦断面曲線を Fig. (6.4) に示す。

まず、ディンブルの個数分布から高さ-高さ相関々数 (Height-height correlation) を求める方法を定式化する。そのために、ディンブルの形状、個数分布密度、高さ-高さ相関々数を以下のように表す。

まず、ディンブル形状を仮定する。ディンブルの寸法はディンブルの直径 λ で代表できるものとし、 $z_\lambda(x, y)$ とする。軸対象の仮定からこの一つのディンブルは縦断面曲線は $y = 0$ として $z_\lambda(x, 0)$ と表すことができる。簡略化のためこれを $z_\lambda(x)$ とする。

一本の縦断面曲線内のディンブル径 λ に対する個数分布密度関数を $p(\lambda)$ [個] とする。個数分布関数 $N(\lambda)$ は

$$N(\lambda) = \int_0^\lambda p(\lambda) d\lambda . \quad (6-2)$$

一本の縦断面曲線内のディンブル数 N は

$$N(\infty) = \int_0^\infty p(\lambda) d\lambda . \quad (6-3)$$

このとき、縦断面曲線の測定長さ(見かけの曲線長さ)は

$$L = \int \lambda p(\lambda) d\lambda. \quad (6-4)$$

直径 λ のディンブルの高さ-高さ相関々数を $c_\lambda(\tau)$ とする。これは、ディンブル形状 $z_\lambda(x)$ を用いて

$$c_\lambda^2(\tau) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \{z_\lambda(x+\tau) - z_\lambda(x)\}^2 d\lambda \quad (6-5)$$

と定義する。

縦断面曲線全体の高さ-高さ相関関数 $C(\tau)$ がディンブル寸法 λ での $c_\lambda(\tau)$ の総和であると解釈して

$$C^2(\tau) = \frac{1}{L} \int_0^\infty \lambda c_\lambda^2(\tau) p(\lambda) d\lambda. \quad (6-6)$$

この定式化には、勿論、問題点がある。Equation (6-5)において、 $\tau > \lambda$ となるときには、縦断面曲線が $z_\lambda(x)$ の周期関数であると仮定して求める事となる。実際の縦断面曲線では寸法の異なるディンブルが隣接している。しかし、隣接するディンブルの寸法を考慮に入れることは困難であり、第一次近似として十分であろう。

以下、この高さ-高さ相関々数 $C^2(\tau)$ を具体的に計算するために、ディンブル形状を三角関数型、個数分布密度がべき乗則で与えられると仮定して計算する。

6.3.2 三角関数型ディンブルモデル

1つのディンブル形状 $z_\lambda(x)$ を軸対称三角関数で表わす。このディンブルの深さを $2a(\lambda)$ 、直径を λ とする。単純化のため $a(\lambda) = k\lambda$ とする。ディンブルの底部を原点にとったとき、

$$z_\lambda(x) = a \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \quad (6-7)$$

となる。この縦断面曲線の高さ-高さ相関々数 c_λ を求める。

$$c_\lambda(\tau) = \left[\frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \{z(x+\tau) - z(x)\}^2 dx \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6-8)$$

$$= \left[\frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \{z(x+\tau) - z(x)\}^2 dx \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6-9)$$

である。上式中、積分子の高低差は Eqn.(6-7) を用いて、

$$z(x+\tau) - z(x) = -2a \sin\left\{\frac{2\pi}{\lambda}\left(x + \frac{\tau}{2}\right)\right\} \sin\left(\frac{\pi\tau}{\lambda}\right) \quad (6-10)$$

となるので、Eqn.(6-9) は

$$c_\lambda^2(\tau) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda 4a^2 \sin^2\left\{\frac{2\pi}{\lambda}\left(x + \frac{\tau}{2}\right)\right\} \sin^2\left(\frac{\pi\tau}{\lambda}\right) dx \quad (6-11)$$

$$= 2a^2 \sin^2\left(\frac{\pi\tau}{\lambda}\right) \quad (6-12)$$

$$\text{or } 2k^2\lambda^2 \sin^2\left(\frac{\pi\tau}{\lambda}\right) \quad (6-13)$$

となる。

6.3.3 ディンブル個数分布密度

個数分布密度がべき乗則に従うものとし、ディンブル径 λ を用いて以下のように仮定する。

$$p(\lambda) = \begin{cases} 0 & \lambda < \lambda_1 \\ \beta\lambda^{-\alpha} & \lambda_1 < \lambda < \lambda_2 \\ 0 & \lambda_2 < \lambda \end{cases} \quad (6-14)$$

この分布では寸法が大きなディンブルは小数で、寸法が微小になるにつれて指数的に増大する。破面においては、ディンブルの寸法は概略的にいえば、大は破面の数10分の1程度以下であり、小は原子の数10個集団程度よりは大きいので、このべき乗則が成立つ範囲を $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ と制限している。

Equation (6-6) に Eqn.(6-13) および Eqn.(6-14) を代入して、

$$C^2(\tau) = \frac{1}{L} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda (\beta\lambda^{-\alpha}) \cdot 2a^2 \sin^2\left(\frac{\pi\tau}{\lambda}\right) d\lambda \\ = \frac{1}{L} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} 2a^2 \beta \lambda^{1-\alpha} \sin^2\left(\frac{\pi\tau}{\lambda}\right) d\lambda \quad (6-15)$$

ディンプル形状を $\alpha = k\lambda$ と仮定して,

$$C^2(\tau) = \left(\frac{2\beta k^2}{L} \right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{3-\alpha} \sin^2 \lambda d\lambda \quad (6-16)$$

τ のべき乗則を見出しやすくするために, $\chi = \pi\tau/\lambda$ とする. 積分範囲は $\chi_1 = \pi\tau/\lambda_1$, $\chi_2 = \pi\tau/\lambda_2$ となり,

$$C^2(\tau) = \left(\frac{2\pi^{4-\alpha}\beta k^2}{L} \right) \tau^{4-\alpha} \int_{\chi_1}^{\chi_2} \chi^{\alpha-5} \sin^2 \chi d\chi \quad (6-17)$$

Equation (6-17) 右辺の積分は定数となるので, 便宜的に

$$\kappa = \int_{\chi_1}^{\chi_2} \chi^{\alpha-5} \sin^2 \chi d\chi \quad (6-18)$$

とする. よって,

$$C^2(\tau) = \left(\frac{2\pi^{4-\alpha}\beta\kappa k^2}{L} \right) \tau^{4-\alpha} \quad (6-19)$$

となる. 従って,

$$C^2(\tau) \propto \tau^{4-\alpha} \quad (6-20)$$

だから, Hurst 指数は

$$H = \frac{4-\alpha}{2} \quad (6-21)$$

となり, フラクタル次元 $D_F = 2 - H$ は

$$D_F = \frac{1}{2}\alpha \quad (6-22)$$

となる.

縦断面曲線においてはフラクタル次元は $1 < D_F < 2$ の範囲にあるときのみ, 曲線がフラクタル構造を持つ. このことから, α の範囲は

$$2 < \alpha < 4 \quad (6-23)$$

結局, 上記の仮定の下では縦断面曲線内のディンプルの寸法分布に, 上の指数条件を満たすべき乗則が見出されることがあれば, 縦断面曲線は高さ-高さ相関々数はべき乗則を示す. そして, べき乗の指数が上記の範囲にあればフラクタル構造をもつこととなる.

6.3.4 実験値との比較

実験により得られた延性破面でのディンプルの個数分布密度からフラクタル次元を求め, 上記のモデルを検証する. 実際の延性破面でのディンプルの個数分布密度の例を Fig.(6.6), Fig.(6.7), Fig.(6.8) に示す⁽⁴⁵⁾. これらはそれぞれ 0.01% C-Fe, SS41 鋼, S45C 鋼製丸棒試験片を引張破断して破面を生成し, 走査型電子顕微鏡を用いて撮影した 2 次電子像におけるディンプルの投影面積からディンプルの寸法と個数を求めたものである. 竹村の実験結果について, Eqn.(6-14) で表されるべき乗則に従う個数分布密度関数を最小自乗法を用いて近似すると以下のようなになる.

$$0.01\% \text{C-Fe} \quad p_A(\lambda) = 10.3 \times 10^3 \lambda^{-2.21} \quad r^2 = 0.846 \quad (6-24)$$

$$\text{SS41} \quad p_A(\lambda) = 3.07 \times 10^3 \lambda^{-2.04} \quad r^2 = 0.873 \quad (6-25)$$

$$\text{S45C} \quad p_A(\lambda) = 55.5 \times 10^3 \lambda^{-4.35} \quad r^2 = 0.950 \quad (6-26)$$

r^2 は近似した個数分布密度関数と実験値との相関係数である. これらは面内での個数分布密度である. これらからある断面曲線上での個数分布密度 $p(\lambda)$ を以下のように近似し, λ の指数部だけを求める.

個数分布密度関数 $p(\lambda)$ が $L \times L$ の面内で既知で, Eqn.(6-14) に従うものとする. ただし, べき乗の指数部は α' とし, 断面曲線の個数密度分布関数の指数部と区別する.

$$p_A(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha'} \quad (6-27)$$

この面を横断した直線で縦断面曲線を切り取るとする. この縦断面曲線の見かけの長さ h は L である. この縦断面曲線を横切る径 λ のディンプルは面全体の $\lambda L/L^2$ 倍だから, 断面曲線の個数分布密度関数 $p(\lambda)$ は

$$p(\lambda) = \frac{\lambda}{L} p_A(\lambda) \quad (6-28)$$

Equation (6-27) を代入して

$$p(\lambda) = \frac{\beta}{L} \lambda^{-\alpha'+1} \quad (6-29)$$

よって、断面曲線内の個数分布密度関数は

$$\alpha = \alpha' - 1, \quad (6-30)$$

したがって、断面曲線がフラクタル性を示すための α' の範囲は Eqn.(6-23) の範囲から

$$3 < \alpha' < 5, \quad (6-31)$$

また、フラクタル次元は

$$D_F = \frac{\alpha' - 1}{2} \quad (6-32)$$

となる。

竹村の実験値では、

$$0.01\%C\text{-Fe} \quad \alpha' = 2.21 \quad D_F = 0.60 \quad (6-33)$$

$$SS41 \quad \alpha' = 2.04 \quad D_F = 0.52 \quad (6-34)$$

$$S45C \quad \alpha' = 4.35 \quad D_F = 1.67 \quad (6-35)$$

となる。竹村の実験値は0.01% C-FeとSS41では α' がEqn.(6-31)の範囲にはない。縦断面曲線の D_F 値としては、下界1を大きく下回り、フラクタル性を示す範囲にない。一方、S45CはEqn.(6-31)の範囲内にあり、 D_F 値からフラクタルであるとえる。

竹村の実験においては縦断面曲線からフラクタル次元を求めていないため、これらの破面の実際のフラクタル性については不明である。しかし、第5章に述べたように、S35C鋼、S55C鋼の延性破面がフラクタル性を示していることから、炭素濃度がそれらの中間であるS45C鋼の破面もフラクタル性を有していると考えられる。上述の D_F 値はこれを裏付ける。

仮に、0.01% C-Fe, SS41鋼, S45C鋼がフラクタル性を持っていたと仮定すると、それらの個数分布密度関数におけるべき乗則の指数の範囲をEqn.(6-31)が含まない原因は、その範囲を求める際に仮定した延性破面の形状が非現実的であると考えられる。延性破面のモデルにおいて、実際の破面から著しくかけ離れているのはディンプル形状が三角関数型であることとディンプルの高さ方向分布を無視したことである。

6.4 本章のまとめ

脆性破面の縦断面曲線から求めたフラクタル次元値がある測定長さを境に、異なる値となることは、脆性破壊の寸法依存性を反映し、本実験においては結晶粒寸法と塑性域寸法の双方が関連していると考えられる。

延性破面の縦断面曲線中のディンプルの寸法に対する個数分布密度関数とディンプル形状を仮定することにより高さ-高さ相関々数を解析的に求めた。そして、個数分布密度関数がディンプル径のべき乗則で表される場合にはその指数部をフラクタル次元と関連付け、縦断面曲線がフラクタル構造を有する場合の指数部の範囲を示した。しかし、過去の実験結果から個数分布密度関数を近似的に求めた結果、指数部は必ずしもその範囲にはなく、縦断面曲線の仮定の仕方に改善の余地を見出した。

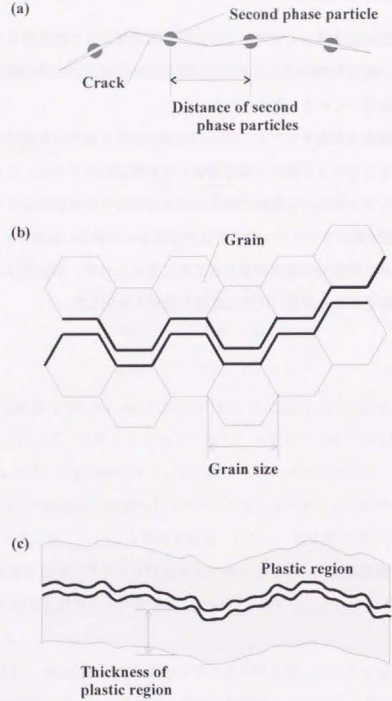


Fig.6.1 Possible factors affect to transition in value of fractal dimension.

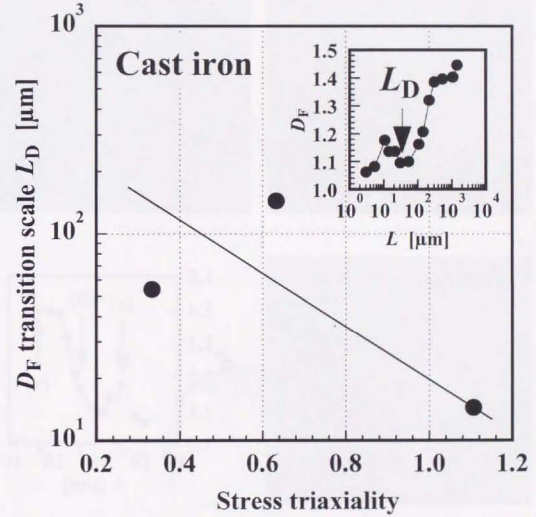


Fig.6.2 Stress triaxiality versus fractal dimension transition scale. Eutectic graphite cast iron.

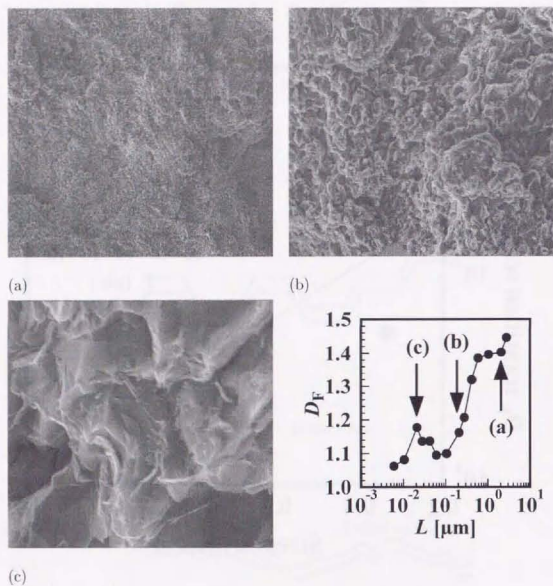


Fig.6.3 Fractal dimension and sampling length. Eutectic graphite castiron.

Stress triaxiality 0.33 (smooth).

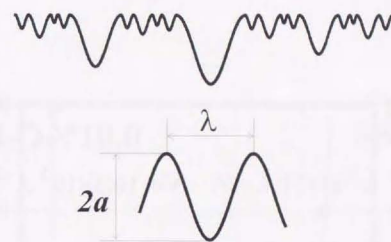
Nominal profile length $L =$ (a) 1,083, (b) 108.3, (c) 10.83 [μm].

Fig.6.4 A model of profile for ductile surface.

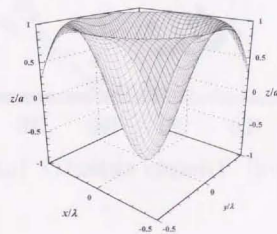


Fig.6.5 Cos-shape dimple

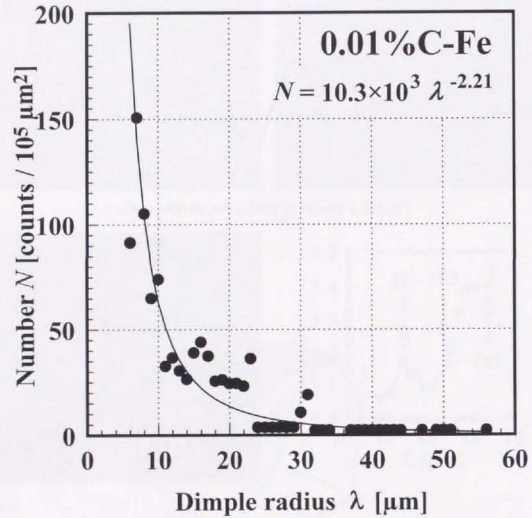


Fig.6.6 Size distribution of dimples on fracture surface of 0.01%C-Fe round bar specimen.

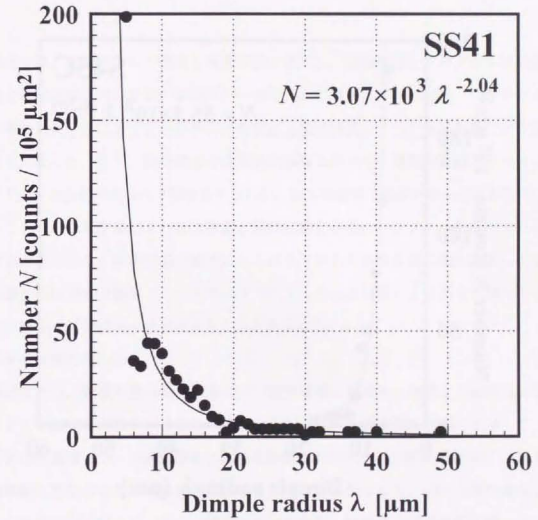


Fig.6.7 Size distribution of dimples on fracture surface of SS41.

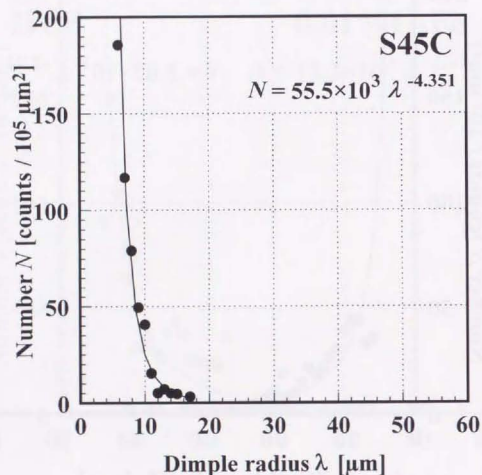


Fig.6.8 Size distribution of dimples on fracture surface of S45C round bar specimen.

第7章 結論

本研究では、フラクタルの概念を破壊現象に導入し、破壊形態とフラクタル次元値の関連性を同種材料を用いて広い観察スケールについて調べた。その結果、フラクタル次元値の観察スケールに対する依存性が延性破壊と脆性破壊の2つの破壊形態により異なることを見出した。即ち、脆性破面では巨視的観察スケールと微視的観察スケールによりフラクタル次元値が異なる2領域をもったが、延性破面では観察スケールによらず一定となった。この性質を用いて、延性破壊と脆性破壊を破面のフラクタル解析により判別する可能性を示した。破壊形態の遷移にもなるフラクタル次元値の変化に関しては、脆性破壊での巨視的な観察スケールでのフラクタル次元は材質により異なる傾向となることを示唆し、延性破面では一定となることを示した。

以下に詳細を述べる。

本研究では、破壊形態は延性破壊および脆性破壊に注目し、材質と3軸応力状態を変化させた引張破断試験を行うことにより、それぞれの破壊形態の破面を生成した。試験片材質は炭素鋼とし、炭素濃度を0.35%炭素鋼(S35C)、0.55%炭素鋼(S55C)、共晶状黒鉛鋳鉄製と変化させた。試験片形状は環状切欠き付き型として、切欠き径の異なる試験片を用意することにより、応力3軸度を変化させた。準静的な引張破断試験によりそれぞれの試験片により以下の破面が得られた。

1. S35C 製試験片は、本実験の範囲内の応力3軸度の変化では延性破壊にとどまったままである。
2. S55C 製試験片は延性-脆性遷移域内の破面が得られた。

3. 共晶状黒鉛鋳鉄製試験片は応力3軸度に関わらず、脆性破断面が得られた。

これらの破面を2検出器付走査型電子顕微鏡を用いて縦断面曲線を得、そのフラクタル次元を2次高さ-高さ相関々数を用いて計算した。1つの破面より多数の縦断面曲線とフラクタル次元が得られたことから、フラクタル次元値の分布を中央値、上下四分位点、上下十分位点により代表させた。これらの統計値と破壊形態の比較により以下の結果が得られた。

1. [脆性破壊]

- 測定長さによりフラクタル次元値が異なる。
- 長い測定長さではフラクタル次元値はより脆性に近いほど高い。
- 短い測定長さではフラクタル次元値は一定値である。

2. [延性破壊] 測定長さに関わらずフラクタル次元値は一定。

以上の結果から、延性、脆性破壊の判別はフラクタル次元の測定長さに対する変化の有無で可能である。測定長さにより、フラクタル次元に明瞭に異なる2領域が存在する場合を脆性破壊、ほぼ一定のフラクタル次元となる場合を延性破壊と区別する事ができると考えられる。

従来の研究によれば、脆性破壊における破壊形態の遷移とフラクタル次元の変化の傾向はより脆性的になるほどフラクタル次元値が低下することを示しているが、本研究の解析結果の巨視的測定長さにおけるフラクタル次元値の変化によれば、材質により異なることを示唆している。

また、従来、延性破面のフラクタル次元値の破壊形態の遷移との関連性についての研究は殆どなされていないが、本研究結果は延性破面ではフラクタル次元は、延性破壊という範疇の中での、破壊形態の変化に依存せず一定であることを示した。

これらの破壊形態とフラクタル次元の測定長さへの依存性に関して、破壊形態の特徴

長さの観点から本研究は説明を試みている。

破壊形態が延性破壊から脆性破壊に遷移することにより、測定長さに対するフラクタル次元 (D_F) 値の変化が異なることは、延性破壊では特徴長さが存在せず、脆性破壊では存在するという、それぞれの破壊形態の特徴を示していると考えられる。

また、脆性破面の場合、共晶状黒鉛鋳鉄の破面においてフラクタル次元値が急激に変化する測定長さが応力3軸度により変化した。この測定長さを破面の特徴長さと考えた。これに対する第2相粒子間隔、結晶粒径、塑性域寸法の影響を考察した結果、塑性域寸法と結晶粒径の影響があると考えられる。

延性破面のディンプル形状を三角関数型、ディンプル寸法による個数分布密をディンプル径のべき乗則に従うと仮定し、それらから縦断面曲線のフラクタル次元を概算した。このモデルでは、フラクタル次元 D_F は縦断面曲線内のディンプル寸法の個数密度分布のべき乗則における指数 α が

$$D_F = \frac{1}{2}\alpha \quad (7-1)$$

という関係となった。竹村の実験結果との比較の結果、このようにして得られたフラクタル次元がある種の材料の延性破面では妥当な値となったが、別の材料破面では不当な値とり、モデルに改善の余地を見出した。

本研究の結果は破面のフラクタルを用いた解析において、測定長さあるいは観察スケールは考慮すべきパラメータであることを指摘し、従来フラクタルによる破面解析を測定スケールによって、今後、整理し直すことを促すと思われる。

観察スケールによるフラクタル次元値の変化は破壊形態に関連があることを示し、殊に、脆性破面においてはフラクタル次元値が巨視的な観察スケールと微視的な場合とでは異なることを実験的に示し、それらの境界の観察スケールが応力状態により変化する

兆候をみせた。この点は従来の研究にはみられず、特異な点である。

フラクタル次元値のスケールによる遷移は、結晶粒径、第2相粒子分布、塑性域寸法等の脆性破壊の破壊機構の主たる要因全てに起因するため、材料全般について脆性破面に一般に認められるものであると考えることができる。しかしながら、巨視的に観察した脆性破面のフラクタル次元値の応力3軸度による変化は、GOI条件の修正により理論的に説明されている傾向とは反対の傾向を示した。この場合における破面のフラクタル次元と破壊条件、環境等の相関については、更なる研究が必要である。

延性破面において、フラクタル次元値が無変化であることは破面形状は相似的であると示唆し、延性破壊過程の各段階のモデリングの際に考慮すべきディンプルの形状と寸法分布が満たす条件を示していると考えられる。

本研究の将来的展開と応用については以下のように考えている。

脆性破面へのフラクタルの適用においては、フラクタル次元値が遷移する観察スケールに対して第2相粒子分布、結晶粒径、塑性領域寸法等の要因の影響度を探り、材料毎に影響度マップを作成することができるであろう。このような影響度マップが整備されたとすれば、その遷移するスケールの測定により、第2相粒子分布、結晶粒径、あるいは塑性領域寸法等を、逆に、推定することができるであろう。これにより、臨界応力拡大係数等の破壊力学的な指標を概算することができると思われる。

延性破面へのフラクタルの適用においては、まず、延性破面のディンプル形状と寸法分布の一般的な表現を実験的に求め、延性破面の形状が実際に相似的性質を有するか確認する必要がある。そして、それに適合するように延性破断過程のモデリングを行うべきであろう。他方、ディンプル形状と個数分布密度とフラクタル次元を関連付ける研究により、フラクタル次元と延性破壊過程のパラメータ、例えば降伏応力や加工硬化率等を、結び付けることができるであろう。

このように、本研究により、フラクタル次元値と観察スケールから、破壊した要素あるいは材料の機械的性質が予想される可能性がある。将来的には、機械的性質とフラク

タル次元の関連を明らかにすることにより、延性および脆性破壊過程におけるより深い知見が得られると考えられる。

(以上)

付録A フラクタル次元の算出

フラクタル次元の算出法は種々提案されているが、材料表面の場合にはスケールリング性が表面形状から求めた統計量に現れるため、次の Height-Height Correlation⁽⁴⁶⁾ (以下、HHC)、もしくは構造関数 (Structure function) が用いられている。実験により得られた表面粗さ曲線、または、縦断面曲線では、往々にして、本来の粗さや形状とは無関係な勾配やうねりをともなって測定される。一般に、HHC (または構造関数) の計算はこれらを除去して行われる。例えば、全体的に勾配を持った曲線に対しては中心線の勾配を0とする操作が行われる。これは、勾配による誤差の除去と、周期境界条件の適用を期待して行われる。しかし、そのような勾配やうねりの除去によりフラクタル次元が変化すると予想される。

ここでは測定により表面粗さ曲線に含まれる勾配やうねりのフラクタル次元に及ぼす影響を推測する。

A.1 高さ-高さ相関関数

曲線 $z(x)$ に対する高さ-高さ相関関数 $C(t)$ は以下のように定義されている。

$$C(t) = \left[\overline{\{z(x+t) - z(x)\}^2} \right]^{1/2} \quad (\text{A-1})$$

ここで、上線は x に関する平均を表す¹。

¹通常の連続関数 $f(x)$ の場合、 x に関する平均は積分 $\frac{1}{L} \int_0^L f(x) dx$ と表されるが、 $f(x)$ がフラクタルの場合、積分値は一定とならないと予想される。そのためここでは上線で x に関する平均を表している。

曲線 $z(x)$ が統計的自己アフィンフラクタルであるとき、この相関関数は t の累乗則に従う:

$$C(t) = Gt^H. \quad (\text{A-2})$$

ここで、右辺の指数 H は Hurst 指数と呼ばれる。この Hurst 指数はフラクタル次元 D との間に以下の関係がある。

$$D = 2 - H. \quad (\text{A-3})$$

結局、フラクタル次元は Eqn.(A-2) から H を得、上式から計算する。そのために必要となる H は、一般的に、 t と $C(t)$ の両対数グラフ上の直線の傾きとして求める。つまり、Eqn.(A-2) によれば

$$H = \{\log C(t_2) - \log C(t_1)\} / \{\log t_2 - \log t_1\}. \quad (\text{A-4})$$

両対数グラフ上の傾きであるので、以下のように両対数での微分と解釈することもできるだろう。

$$H = \frac{d \log C(t)}{d \log t} \quad (\text{A-5})$$

勿論、自己アフィンフラクタルの場合には Eqn.(A-2) が成り立つので、Eqn.(A-5) 右辺は

$$(\text{RHS}) = \frac{t}{C(t)} \frac{dC(t)}{dt} = H, \quad (\text{A-6})$$

となり、 t によらず、Hurst 指数 H は一定値である。

A.2 非物理的うねりの影響

断面曲線 $z(x)$ が非物理的うねり $\phi(x)$ を持つとき、この影響を考慮した高さ-高さ相関関数は $C_\phi(t)$ は以下のように表される。

$$C_\phi(t) = \left[\overline{\{z(x+t) + \phi(x+t) - z(x) - \phi(x)\}^2} \right]^{1/2}. \quad (\text{A-7})$$

この式から、

$$C_\phi^2(t) = \overline{\{z(x+t) - z(x)\}^2} - \overline{\{\phi(x+t) - \phi(x)\}^2} \quad (\text{A-8})$$

$$\text{or } C^2(t) - \overline{\Phi^2(x,t)}, \quad (\text{A-9})$$

$$\text{where } \Phi(x,t) = \phi(x+t) - \phi(x). \quad (\text{A-10})$$

この相関関数のハースト指数 H_ϕ は

$$H_\phi = \frac{d \log C_\phi(t)}{d \log t} \quad (\text{A-11})$$

$$= \frac{tH + d\overline{\Phi^2(x,t)}/dt}{2 C(t) + \overline{\Phi^2(x,t)}} \quad (\text{A-12})$$

したがって、 $\overline{\Phi^2(x,t)}$ が一定値となる場合を除き、非物理的うねりの影響を受けた Hurst 指数 H_ϕ はスケール t に依存する値を持つ。

A.2.1 勾配の影響

断面曲線 $z(x)$ が測定上の理由で傾けられ、中心線に勾配 a が付加されたとき、勾配の影響を考慮した高さ-高さ相関関数は $C_a(t)$ は以下のように表される。

$$C_a(t) = \left[\overline{\{z(x+t) + at - z(x)\}^2} \right]^{1/2}. \quad (\text{A-13})$$

または、

$$C_a(t)^2 = C(t)^2 + (at)^2 \quad (\text{A-14})$$

$C(t) \sim t^H$ ($0 < H < 1$) なので、 t の値が極小ならば上式第2項は影響が小さく、 $C_a(t)$ は $C(t)$ と等しくなるが、逆に、 t の値が大きいつまら $C_a(t) \sim t^1$ となり、 D_f は常に1となり、断面曲線はフラクタルとみなされなくなる。

ここで、 D_f 値の誤差を見積もる。 $C_a(t)$ から求めた Hurst 指数 H' は Eqn.(A-14) より、

$$H' = \frac{d \log C_a(t)}{d \log t} \quad (\text{A-15})$$

$$= \frac{H}{a} \frac{1 + (1/H)(a/G)^2 t^{2(1-H)}}{\{1 + (a/G)^2 t^{2(1-H)}\}^{2/3}} \quad (\text{A-16})$$

したがって、勾配の影響を考慮したHHC $C_a(t)$ 、差異 γ は

$$C_a(t)^2 = C(t)^2 + (at)^2, \quad (\text{A-17})$$

$$\gamma = \frac{1-H}{(G/a)^2 t^{2H-2} + 1} \quad (\text{A-18})$$

Eqn.(A-18)はEqn.(A-2)を代入して得た。Fig.(A.1)にEqn.(A-17)を示す。Eqn.(A-18)において、 $0 < H < 1$ なので、恒等的に $\gamma > 0$ である。つまり、勾配によりHurst指数値は上昇し、フラクタル次元値は減少する。また、 γ 値は (G/a) により異なるが、十分大きな (G/a) 値では、 γ 値は非常に小さくなる。

逆に、与えられた γ の値の差異を生じるスケール t_γ は

$$\log t_\gamma = -\frac{1}{2(1-H)} \log \frac{1-H-\gamma}{(G/a)^2 \gamma} \quad (\text{A-19})$$

これをFig.(A.2)に示す。

G は L が十分大きいときに自乗平均粗さ R_{rms} の半分であると考えられる。Eqn.(A-2)から

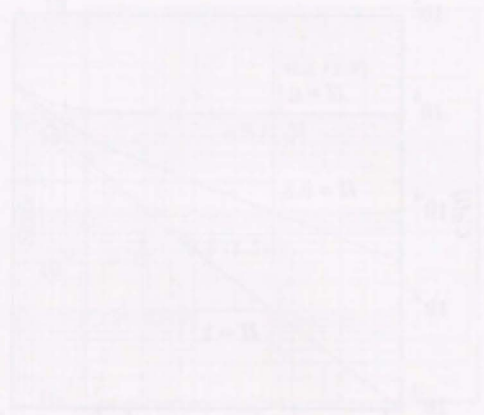
$$C(t) = 2 \left\{ \overline{z(x)^2} - \overline{z(x+t)z(x)} \right\} \quad (\text{A-20})$$

上式第2項は自己相関であり、十分離れた $t=1$ の場合には無相関、即ち、0である。よって、 $C(1) = 2\overline{z(x)^2} = R_{rms}$ 。故に、 (G/a) は R_{rms} と勾配の比である。

したがって、 R_{rms} に比して、勾配が小さいときにはその影響は無視できるほどである。勾配のHHCに対する影響は以下のようにまとめることができる。

1. 測定時の勾配によりフラクタル次元値は上昇する。
2. 勾配のフラクタル次元に及ぼす影響は測定長の $(1/10-100)$ 以上のスケールである。
3. 勾配のフラクタル次元に及ぼす影響は自乗平均 R_{rms} と勾配 a の比 R_{rms}/a により整理できる。

4. $R_{rms}/a > 10$ であればフラクタル次元の差異は0.01以下となり、実用上問題はない。



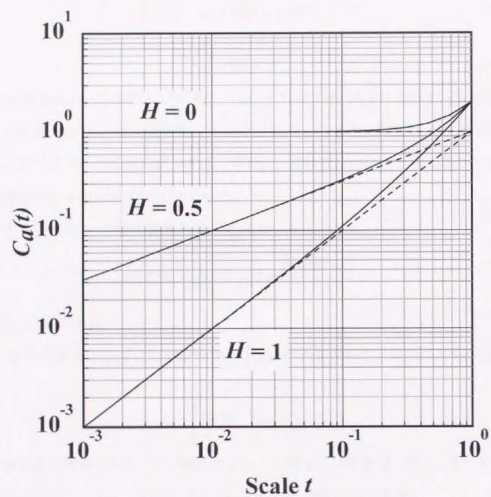


Fig.A.1 Height-height correlation affected by inclination: solid line. Dashed lines are without inclination effect.

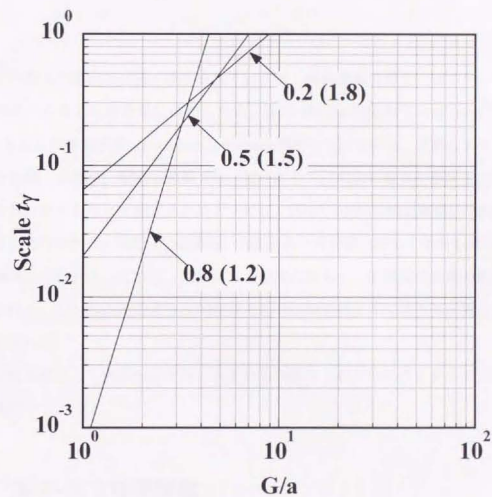


Fig.A.2 Scale beyond which the difference γ is included: $t_\gamma = 0.01$. In the graph, Hurst exponent H (Fractal dimension D).

付録A フラクタル次元の算出

フラクタル次元の算出法は種々提案されているが、材料表面の場合にはスケール性が表面形状から求めた統計量に現れるため、次の Height-Height Correlation⁽⁴⁶⁾ (以下、HHC)、もしくは構造関数 (Structure function) が用いられている。実験により得られた表面粗さ曲線、または、縦断面曲線では、往々にして、本来の粗さや形状とは無関係な勾配やうねりをともなうて測定される。一般に、HHC (または構造関数) の計算はこれらを除去して行われる。例えば、全体的に勾配を持った曲線に対しては中心線の勾配を 0 とする操作が行われる。これは、勾配による誤差の除去と、周期境界条件の適用を期待して行われる。しかし、そのような勾配やうねりの除去によりフラクタル次元が変化すると予想される。

ここでは測定により表面粗さ曲線に含まれる勾配やうねりのフラクタル次元に及ぼす影響を推測する。

A.1 高さ-高さ相関関数

曲線 $z(x)$ に対する高さ-高さ相関関数 $C(t)$ は以下のように定義されている。

$$C(t) = \overline{\{z(x+t) - z(x)\}^2}^{1/2} \quad (\text{A-1})$$

ここで、上線は x に関する平均を表す¹。

¹通常の連続関数 $f(x)$ の場合、 x に関する平均は積分 $\frac{1}{L} \int_0^L f(x) dx$ と表されるが、 $f(x)$ がフラクタルの場合、積分値は一定とならないと予想される。そのためここでは上線で x に関する平均を表している。

曲線 $z(x)$ が統計的自己アフィンフラクタルであるとき、この相関関数は t の累乗則に従う:

$$C(t) = Gt^H. \quad (\text{A-2})$$

ここで、右辺の指数 H は Hurst 指数と呼ばれる。この Hurst 指数はフラクタル次元 D との間に以下の関係がある。

$$D = 2 - H. \quad (\text{A-3})$$

結局、フラクタル次元は Eqn.(A-2) から H を得、上式から計算する。そのために必要となる H は、一般的に、 t と $C(t)$ の両対数グラフ上の直線の傾きとして求める。つまり、Eqn.(A-2) によれば

$$H = \{\log C(t_2) - \log C(t_1)\} / \{\log t_2 - \log t_1\}. \quad (\text{A-4})$$

両対数グラフ上の傾きであるので、以下のように両対数での微分と解釈することもできるだろう。

$$H = \frac{d \log C(t)}{d \log t} \quad (\text{A-5})$$

勿論、自己アフィンフラクタルの場合には Eqn.(A-2) が成り立つので、Eqn.(A-5) 右辺は

$$(\text{RHS}) = \frac{t}{C(t)} \frac{dC(t)}{dt} = H, \quad (\text{A-6})$$

となり、 t によらず、Hurst 指数 H は一定値である。

A.2 非物理的うねりの影響

断面曲線 $z(x)$ が非物理的うねり $\phi(x)$ を持つとき、この影響を考慮した高さ-高さ相関関数は $C_\phi(t)$ は以下のように表される。

$$C_\phi(t) = \left[\overline{\{z(x+t) + \phi(x+t) - z(x) - \phi(x)\}^2} \right]^{1/2}. \quad (\text{A-7})$$

この式から、

$$C_\phi^2(t) = \overline{\{z(x+t) - z(x)\}^2} - \overline{\{\phi(x+t) - \phi(x)\}^2} \quad (\text{A-8})$$

$$\text{or } C^2(t) - \overline{\Phi^2(x,t)}, \quad (\text{A-9})$$

$$\text{where } \Phi(x,t) = \phi(x+t) - \phi(x). \quad (\text{A-10})$$

この相関関数のハースト指数 H_ϕ は

$$H_\phi = \frac{d \log C_\phi(t)}{d \log t} \quad (\text{A-11})$$

$$= \frac{t H + d \overline{\Phi^2(x,t)} / dt}{2 C(t) + \overline{\Phi^2(x,t)}} \quad (\text{A-12})$$

したがって、 $\overline{\Phi^2(x,t)}$ が一定値となる場合を除き、非物理的うねりの影響を受けた Hurst 指数 H_ϕ はスケール t に依存する値を持つ。

A.2.1 勾配の影響

断面曲線 $z(x)$ が測定上の理由で傾けられ、中心線に勾配 a が付加されたとき、勾配の影響を考慮した高さ-高さ相関関数は $C_a(t)$ は以下のように表される。

$$C_a(t) = \left[\overline{\{z(x+t) + at - z(x)\}^2} \right]^{1/2}. \quad (\text{A-13})$$

または、

$$C_a(t)^2 = C(t)^2 + (at)^2 \quad (\text{A-14})$$

$C(t) \sim t^H$ ($0 < H < 1$) なので、 t の値が極小ならば上式第2項は影響が小さく、 $C_a(t)$ は $C(t)$ と等しくなるが、逆に、 t の値が大きいつまら $C_a(t) \sim t^1$ となり、 D_f は常に1となり、断面曲線はフラクタルとみなされなくなる。

ここで、 D_f 値の誤差を見積もる。 $C_a(t)$ から求めた Hurst 指数 H' は Eqn.(A-14) より、

$$H' = \frac{d \log C_a(t)}{d \log t} \quad (\text{A-15})$$

$$= \frac{H}{at} \frac{1 + (1/H)(a/G)^2 t^{2(1-H)}}{\{1 + (a/G)^2 t^{2(1-H)}\}^{2/3}} \quad (\text{A-16})$$

したがって、勾配の影響を考慮したHHC $C_a(t)$ 、差異 γ は

$$C_a(t)^2 = C(t)^2 + (at)^2, \quad (\text{A-17})$$

$$\gamma = \frac{1-H}{(G/a)^2 t^{2H-2} + 1} \quad (\text{A-18})$$

Eqn.(A-18)はEqn.(A-2)を代入して得た、Fig.(A.1)にEqn.(A-17)を示す。Eqn.(A-18)において、 $0 < H < 1$ なので、恒等的に $\gamma > 0$ である。つまり、勾配によりHurst指数値は上昇し、フラクタル次元値は減少する。また、 γ 値は (G/a) により異なるが、十分大きな (G/a) 値では、 γ 値は非常に小さくなる。

逆に、与えられた γ の値の差異を生じるスケール t_γ は

$$\log t_\gamma = -\frac{1}{2(1-H)} \log \frac{1-H-\gamma}{(G/a)^2 \gamma} \quad (\text{A-19})$$

これをFig.(A.2)に示す。

G は L が十分大きいときに自乗平均粗さ R_{rms} の半分であると考えられる。Eqn.(A-2)から

$$C(t) = 2 \left\{ \overline{z(x)^2} - \overline{z(x+t)z(x)} \right\} \quad (\text{A-20})$$

上式第2項は自己相関であり、十分離れた $t=1$ の場合には無相関、即ち、0である。よって、 $C(1) = 2\overline{z(x)^2} = R_{rms}$ 。故に、 (G/a) は R_{rms} と勾配の比である。

したがって、 R_{rms} に比して、勾配が小さいときにはその影響は無視できるほどである。勾配のHHCに対する影響は以下のようにまとめることができる。

1. 測定時の勾配によりフラクタル次元値は上昇する。
2. 勾配のフラクタル次元に及ぼす影響は測定長の $(1/10-100)$ 以上のスケールである。
3. 勾配のフラクタル次元に及ぼす影響は自乗平均 R_{rms} と勾配 a の比 R_{rms}/a により整理できる。

4. $R_{rms}/a > 10$ であればフラクタル次元の差異は0.01以下となり、実用上問題はない。



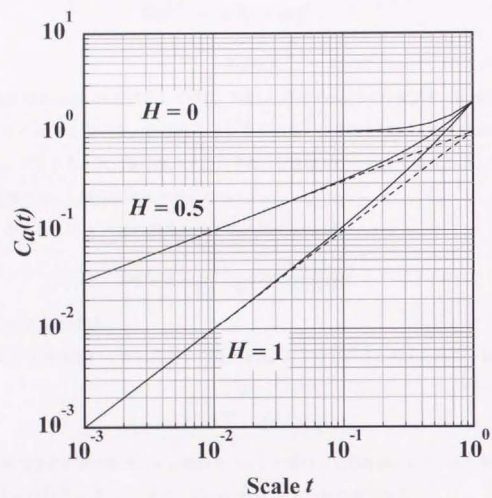


Fig.A.1 Height-height correlation affected by inclination: solid line. Dashed lines are without inclination effect.

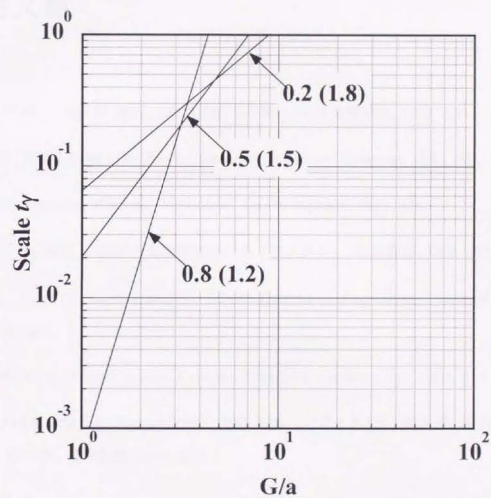


Fig.A.2 Scale beyond which the difference γ is included: $t_{\gamma} = 0.01$. In the graph, Hurst exponent H (Fractal dimension D).

引用文献

- [1] 西沢 泰二, 佐久間 健人, 「金属組織写真集」, 日本金属学会, 1979, 106.
- [2] B.B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, Freeman, 1982, 468.
- [3] M.F. Barnsley, *Fractals Everywhere*, Ap Professional, 1993, 531.
- [4] 松下 貴 編著, 「医学・生物学におけるフラクタル」, 朝倉書店, 1992, 213.
- [5] J.L. Vehl, E. Lutton and C. Tricot, *Fractals in Engineering*, Springer-Verlaag, 1997, 397.
- [6] E.E.Peters, *Fractal Market Analysis*, John Wiley & Sons, Inc., 1994, 315.
- [7] J. Feder, *Fractals*, Plenum Press, 1988, 邦訳「フラクタル」, 松下 貴, 早川 美徳, 佐藤 信一 訳, 啓学出版, 1991, 276.
- [8] B.B. Mandelbrot, D.E. Passoja and A.J. Paulley, *Nature*, **308**, 1984, 721-722.
- [9] D.Avnir, O.Biham, D.Lidar and O.Malcai, "On the abundance of fractals," *Fractal Frontiers*, edited by M.N. Novak and T.G. Dewey, World Scientific, 1997, 199-234.
- [10] J.J.Mecholsky and T.J.Meakin, *J.Mater.Sci.Lett.*, **7**, 1988, 1145-1145.
- [11] Y.Fahmy, J.C.Russ, C.C.Koch, *J.Mater.Res.*, **6**, 9, 1991, 1856-1861.

- [12] Y.Zhang, Y.B.Wang, L.J.Qiao, W.Yang, C.M.Hsiao, C.Hsiao, *Mater. Sci. Eng.*, **A177**, 1994, L1-L5.
- [13] Z.Q.Mu and C.W.Lung, *J.Phys. D: Appl.Phys.*, **21**, 1988, 845-850.
- [14] S.Lyu, X.Zhu, Z.Qi, *J. Polymer. Sci. B: Polymer Phys.*, **32**, 1994, 2151-2154.
- [15] E.Bouchaud, G.Lapasset and J.Planes, *Europhys. Lett.*, **13**, 1990, 73-79.
- [16] A.S.Balankin, *Int.J.Fracture*, **76**, 1995/6, R63-R70.
- [17] H.Nagahama, *J. Appl. Phys.*, **75**, 6, 1994, 3222-3220.
- [18] F.M.Borodich, *J. Mech. Phys. Solids*, **45**, 2, 1997, 239-259.
- [19] F.M.Borodich, *Fractal Frontiers*, edited by M.N.Novak and T.G.Dewey, World Scientific, 1997, 235-244.
- [20] R.C.McNicol, *Weld. Res. Suppl.*, **385s**, 1965.
- [21] M.S.Mirza and D.C.Barton, *J. Mater.Sci.*, **31**, 1996, 453-461.
- [22] W.F.Brown Jr and J.Srawley, *ASTM STP*, **410**, 1966, 1.
- [23] C.E.Fedderson, *ASTM STP*, **410**, 1966, Discussion, 77.
- [24] H.Tada, P.Paris and G.Irwin, *The Stress Analysis of Crack Handbook*, Del Research Corporation, 1973.
- [25] 國尾 武, 中沢 一, 林 郁彦, 岡村 弘之 編著, 「破壊力学実験法」, 朝倉書店, 1987, 266.
- [26] D.P.Rooke and D.J.Cartwright, *Compendium of Stress intensity factors*, 1976.
- [27] N.J.Petch, *Fracture*, Technology Press MIT and Wiley, NY, 1959.
- [28] A.H.Cottrell, *Trans. Met. Soc. AIME*, **212**, 1958, 192.
- [29] E.Smith, *Proc. Conf. Physical Basis of Yield and Fract.*, Oxford, Inst. Phys. and Phys Soc., 1966, 36.
- [30] J.R.Low, *Trans. ASM*, **46A**, 1954, 163.
- [31] B.I.Edelson and W.M.Baldwin, *Trans. ASM, ASM International*, **55**, 1962, 230.
- [32] A.S.Argon, J.Im and R.Safoglu, *Metallurgical Trans.*, **6A**, 1975, 825.
- [33] L.M.Brown and W.M.Stobbs, *Phil. Mag.*, 1976, 351.
- [34] S.H.Goods and L.M.Brown, *Acta. Metall.*, **27**, 1979, 1-15.
- [35] K.Tanaka, T.Mori and T.Nakamura, *Phil. Mag.*, **21**, 1970, 267.
- [36] G.Le Roy, J.D.Embury, G.Edwards and M.F.Ashby, *Acta. Metall.*, **29**, 1981, 1509-1522.
- [37] F.A.McClintock, *Trans. ASME J. Appl. Mech.*, **35**, 1968, 363-371.
- [38] J.R.Rice and D.M.Tracey, *J. Mech. Phys. Solids*, **17**, 1969.
- [39] R.Hill, *Mathematical Theory of Plasticity*, Clearendon Press, Oxford, 1950, 355.
- [40] T.Shioya and T.Morimoto, "Model of elliptic void growth in ductile fracture," *Trans. JSME A*, **58**, 1991, 2307.
- [41] 武藤 睦治, 「破壊と材料」, 中村正久 編, 日本材料科学会, 1989, 第2章.
- [42] P.F.Thomason, *J. Inst. Met.*, **96**, 1968, 360-365.

- [43] H.Kudo, *Int. J. Fracture*, **16**, 1960, 431.
- [44] A.B.Geltmacher, D.A.Koss, P.Matic and M.G.Stout, "A modeling study of the effect of stress state on void linking during ductile fracture," *Acta mater.*, **44**, 1996, 2201-2210.
- [45] 竹村 誠洋, 修士論文, 東京大学大学院工学系研究科航空工学専攻, 1987.
- [46] A.-L. Barabasi and H.E. Stanley, *Fractal Concepts in Surface Growth*, Cambridge Univ. Press, 1995.
- [47] M. Schroeder, *Fractals, Chaos, Power laws*, Freeman, 1990.
- [48] 大和久 重雄, 「熱処理ノート 第2版」, 日刊工業新聞社, 1990, 255.
- [49] 大和久 重雄, 「熱処理と材料」, 依田 連平, 日本材料科学会編, 養華房, 1997, 第1章.
- [50] S.Kyriacos, S.Buekowski, F.Nekka and L.Cartilier, *Fractals*, **2**, 2, 1994, 321-324.
- [51] 池庄司 敏孝, 塩谷 義, 藤本 浩司, (社)日本トライボロジー学会トライボロジー会議予稿集, 大阪, Nov., 1997, 110-111.
- [52] H.P. Stüwe, "The work necessary to form a ductile fracture surface," *Eng. Fract. Mech.*, **13**, 1980, 231-236.
- [53] H.P. Stüwe, "The plastic work spent in ductile fracture," *Three Dimensional Constitutive Relations and Ductile Fracture*, edited by S Nemat-Nasser, North-Holland, 1981, 213-221.
- [54] P.I.Oden, A.Majumdar, B.Bhushan, A.Padmanabhan and J.J.Graham, *ASME J. Tribology*, **114**, 1992, 666-674.
- [55] T.Ikeshoji, Y.Kimura and M.Ohori, *Proc. Int. Tribology Conference*, Yokohama, 1995, 7-12.
- [56] 蛭川 寿, 宮原 健介, 松岡 三郎, 日本機械学会第73期通常総会講演会講演論文集(II), 習志野, 1996, 27-28.
- [57] 津田 政明, 広瀬 幸雄, 黒瀬 雅詞, 松岡 三郎, 黒部 利次, 田中 啓介, *材料*, **40**, 1990, 100-106.
- [58] E.Maletsky, T.Perciante and L.Yunker, *Fractals for Class Room, Part 2 Complex Systems and Mandelbrot Set*, Springer-Verlaag, 1992.
- [59] S.Z.Zhang and C.W.Lung, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **22**, 1989, 790-793.
- [60] B.B. Mandelbrot and J.W. van Ness, *SIAM Rev.*, **10**, 1968, 422-437.
- [61] R.F. Voss, *Fundamental Algorithms in Computer Graphics*, edited by R.A.Earnshaw, Springer-Verlaag, Berlin, 1985.
- [62] E.Maletsky, T.Perciante and L.Yunker, *Fractals for Class Room, Part 1 Introduction to Fractals and Chaos*, Springer-Verlaag, 1992.

参考文献

- [1] R.W.Hertzberg, *Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials*, 3rd ed., John Wiley & Sons, 1989, 680.
- [2] P.F.Thomason, *Ductile Fracture of Metals*, Pergamon Press, 1990, 219.
- [3] 石村 貞夫, 石村 園子, 「フラクタル数学」, 東京図書, 1990, 259.
- [4] 北川 英夫, 小寺沢 良一 共編, 「フラクトグラフィ」, 培風館, 1976, 204.
- [5] 塩谷 義, 「航空宇宙材料学」, 東京大学出版会, 1997, 204.
- [6] 芹田 浩, 「カオスの数学」, 東京図書, 1993, 157.
- [7] 小林 英男, 田中 紘一, 宮入 裕夫, 武藤 睦治, 「破壊と材料」, 日本材料学会編, 裳華房, 1989, 207.

本研究に関連した口頭発表・論文

- [1] 池庄司 敏孝, 塩谷 義, 第3回機械材料・材料加工技術講演会講演論文集, 日大生産工(習志野), 1995, 17-18.
- [2] 池庄司 敏孝, 塩谷 義, 第4回機械材料・材料加工技術講演会講演論文集, 東工大(東京), 1996, 49-50.
- [3] 池庄司 敏孝, 塩谷 義, 第5回機械材料・材料加工技術講演会講演論文集, 東京国際フォーラム(東京), 1997, 27-28.
- [4] T.Ikeshoji and T.Shioya, *Fractal Frontiers*, edited by M.M.Novak and T.G.Dewey, World Scientific, 1997, 255-263.
- [5] 池庄司 敏孝, 塩谷 義, 日本機械学会論文集A編, 投稿中.
- [6] 池庄司 敏孝, 塩谷 義, 藤本 浩司, (社)日本トライボロジー学会トライボロジー会議予稿集, 大阪, Nov., 1997, 110-111.

謝辞

本研究において御指導を賜り、かつ、本論文の上梓にあたり大変お世話になりました塩谷義教授(東京大学大学院航空宇宙工学専攻)に謹んで御礼申し上げます。

本論文の審査において大変お世話になりました、名取通弘教授(文部省宇宙科学研究所)、武田展雄教授(東京大学国際・産学共同研究センター)、渡辺紀徳助教授(東京大学大学院航空宇宙工学専攻)に厚く御礼申し上げます。

審査の際のみならず、貴重なご助言を日常的に与えて下さいました藤本浩助教授(東京大学大学院航空宇宙工学専攻)に御礼申し上げます。

東京大学大学院航空宇宙工学専攻塩谷研究室の皆様、殊に、石田龍吉前助手、佐藤勝彦助手、瀬古智子技官(以上東京大学大学院航空宇宙工学専攻)、坂野順子助手(清泉女子大学)、何文軍博士(住友精密工業)、袁建明客員助教授(東京大学国際・産学共同研究センター)、韓開生博士、陳偉球博士に御礼申し上げます。

国際会議 *Fractal 97* における本研究の一部の発表のために経済的援助を賜りました、財団法人総合研究奨励会に御礼申し上げます。

論文執筆における助言をくださった、父、池庄司敏明(前東京大学農学部教授)に感謝いたします。

修士課程においてご指導を賜り、フラクタルに関する研究に携わるきっかけを与えてくださった、木村好次教授(香川大学工学部、前東京大学工学部教授)に厚く御礼申し上げます。

