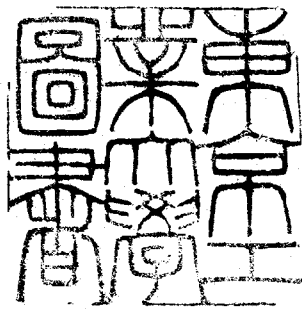


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	爆発圧接に関する基礎的研究
Title(English)	
著者(和文)	恩澤忠男
Author(English)	TADAO ONZAWA
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第472号, 授与年月日:1973年2月14日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第472号, Conferred date:1973/2/14, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

122
爆発圧接に関する基礎的研究



恩澤忠男

東京工業大学 317838

目 次

第1章 緒 論

1.1	まえがき	-----	1
1.2	爆発圧接現象	-----	2
1.3	本論文の概要	-----	8
	文 献	-----	12

第2章 爆発圧接過程と爆発衝撃による 金属板の飛翔

2.1	まえがき	-----	13
2.2	実験方法	-----	14
2.2.1	試料の設定方法	-----	14
2.2.2	供試材料	-----	14
2.2.3	瞬間X線装置による爆接過程の 撮影方法	-----	16
2.3	爆発圧接過程の各因子の関係	-----	16
2.3.1	片面圧接	-----	17
2.3.2	両面圧接	-----	18
2.3.3	半円柱法	-----	21
2.4	曲がり角 β の測定と考察	-----	26
2.4.1	曲がり角 β と金属板の物性値との関係		

	-----	26
2.4.2	飛翔開始直後の金属板の挙動-----	31
2.5	金属板の飛翔方向の検討-----	37
2.6	結 論-----	41
	文 献-----	43
第3章	金属ジェット現象と接合界面の波の傾き	
3.1	まえがき-----	44
3.2	実験方法-----	46
3.2.1	供試材料-----	46
3.2.2	試料設定法-----	46
3.2.3	撮影装置と撮影方法-----	47
3.2.4	試料の接合界面の観察-----	50
3.3	実験結果および考察-----	50
3.3.1	金属ジェット現象-----	50
	i) 同種金属両面圧接のジェット形状 および速度-----	50
	ii) 異種金属両面圧接のジェット形状 および速度-----	63
	iii) 片面圧接のジェット形状-----	67
3.3.2	接合界面の波模様-----	71
	i) 同種金属両面圧接の接合界面の波模様	

	-----	71
ii) 異種金属両面圧接の接合界面の波模様	-----	77
3.3.3 両面圧接のジェット偏向と接合界面の波の傾きについての考察	-----	87
3.4 結論	-----	93
文献	-----	96
第4章 爆発圧接境界の波形成について		
4.1 まえがき	-----	98
4.2 実験方法	-----	101
4.2.1 羊田柱法	-----	101
4.2.2 有角法	-----	101
4.3 実験結果および考察	-----	103
4.3.1 衝突角度と波長および波高の関係	-----	103
4.3.2 接合界面の結晶粒の塑性流動と波の形状	-----	110
4.3.3 波の生成に関する考察	-----	118
4.4 結論	-----	133
文献	-----	135

第5章 爆発圧接の接合界面附近の金属組織

5.1	まえがき	-----	137
5.2	供試材料および測定方法	-----	138
5.3	実験結果および考察	-----	141
5.3.1	接合界面附近の微小硬度測定結果	-----	141
5.3.2	電子顕微鏡による転位の観察	-----	149
5.3.3	接合界面附近の鉄の変態組織	-----	156
5.3.4	接合界面附近の再結晶粒	-----	163
5.4	結論	-----	169
	文献	-----	171

第6章 爆発圧接境界の溶融層について

6.1	まえがき	-----	173
6.2	供試材料および実験方法	-----	174
6.3	実験結果および考察	-----	175
6.3.1	溶融層の測定	-----	175
i)	固溶体を含む組合せ	-----	178
ii)	金属間化合物を有する組合せ	-----	187
iii)	完全に不固溶な組合せ	-----	201
6.3.2	瞬間的加熱による両金属の溶融量比 の計算	-----	209

6.4	結 論	-----	219
	文 献	-----	221
附録	比熱, 熱伝導率の温度補正	-----	222
第7章	爆接クラッド鋼の残留応力		
7.1	まえがき	-----	224
7.2	供試材料	-----	225
7.3	実験方法	-----	226
7.3.1	試料の表面処理	-----	226
7.3.2	測定方法	-----	230
7.3.3	試料内部における残留応力測定	-----	233
7.4	実験結果	-----	239
7.4.1	合せ材表面の変形量	-----	239
7.4.2	合せ材表面の残留応力	-----	243
7.4.3	クラッド材内部の残留応力	-----	249
7.5	考 察	-----	253
7.6	結 論	-----	256
	文 献	-----	259
第8章	爆接ステンレスクラッド鋼の機械的性質 について		
8.1	まえがき	-----	260
8.2	熱処理によるクラッド鋼の接合界面の炭		

	孝特動とせん断強さの変化-----	261
8.2.1	供試材料-----	261
8.2.2	実験方法-----	262
8.2.3	脱炭層の深さ測定と硬度測定の結果 -----	264
8.2.4	せん断強さ試験結果-----	271
8.3	爆接ステンレスクラッド鋼の耐水素性 について-----	279
8.3.1	供試材料-----	279
8.3.2	実験方法-----	279
8.3.3	実験結果-----	282
8.3.4	考 察-----	286
8.4	結 論-----	294
	文 献-----	297
第9章	総 括-----	298
	謝 辞-----	304

第1章 緒論

1.1 まえがき

工業用材料、とくに化学工業などにおける耐食材料としてクラッド鋼板が広く使用され、工業上重要な材料となつてきている。クラッド鋼板は母材の鋼板にステンレス鋼、ニッケル、チタンなどの金属板(合せ材)を全面にわたつて冶金的に接合したもので、接合界面は完全に金属結合していることが必要である。そして現在ではクラッド鋼板は非常に過酷な加工や用途にも使用される場合もあり、接合強度が母材強度に匹敵する位に高くなることも望まれている。このような接合強度が得られるクラッド鋼板の製法として現在肉盛法、圧延法、爆接法などがある。肉盛法は母材表面に合せ材となる金属を肉盛する方法であるが、溶接が可能なステンレス鋼などの材料に適用できる。圧延法は合せ材と母材を接触させ、かなりの高温で熱間圧延して接合させる。これら2つの方法はチタンと鋼など高温でもろい金属間化合物が生成されやすい金属組合せの場合には接合はかなり難しい。爆接圧接法は火薬の爆発エネルギーを用いて金属板を接合する方法で、一種の

冷間圧接のためチタンと鋼などのフラッドも製造できる。また理論的に考えて接触面で原子間に結合力が生ずる金属組合せはすべて接合可能となる。爆発圧接法はこのような利点を有し、現在では工業的に種々の異種金属組合せのフラッドの製法として使用されている。しかし爆発圧接法はいままでに多くの研究がなされているにもかかわらず、非常に高速の現象のため直接観察が困難で、いまだに未知の点が多く、フラッド鋼を使用する際に過酷な条件下では接合強度などに不安が持たれる場合がある。筆者は以上の理由で爆発圧接法を研究テーマに取り上げ、爆発圧接の接合時に生ずる種々の現象を解明することを試みた。次に爆発圧接の接合機構についていままでに研究された結果を簡単に述べる。

1.2 爆発圧接現象

爆発圧接は直観的には火薬の爆発によって生ずる非常に高い圧力によって金属を接触させて接合させる方法であるが、金属の接触界面は単に高圧にしても接合しないことは知られており、圧力だけでは接合現象は生じない。爆発圧接の接合の機構を考えるには、金属

的な接合が生ずるための条件を考へることが必要である。

金属的な接合を行なうには、界面にある一方の金属の原子ともう一方の金属の原子を互いに原子間引力が生ずるまで接近させねばならない。しかしふつうの金属の表面は金属原子の接近を妨げている酸化物、窒化物、吸着ガスなどの表面膜によっておおわれている。接合を生ずるにはこれらの膜を取り去るか、ばらばらに分散させねばならない。いままでの固相接合では界面を塑性変形させ、この表面膜を壊して清浄な下部の金属を密着させ、金属的な接合が得られている。塑性変形しやすい金属（アルミニウムなど）では冷間で圧延して接合がされる。変形しにくい金属では熱間で行なわれるが、多くの異種金属の組合せでは、その界面に延性の低い金属間化合物が生成され工業用材料としては実用性がなくなる。そして熱膨脹、融点、強さなどの違いが加わると割れ発生などでさらに有用性がなくなる。

このようなことから爆発圧接の接合過程で表面膜の除去が行なわれているなければならない。この表面膜を除去する作用が、金属板の衝突点前方に噴出する金属

ジェットであり、その結果生じた清浄な表面が高压で密着するため界面での接合ができる。この界面はごく局部的に高温になるが、その時間はきわめて短時間 (10^{-5} sec 以下) であるため、界面以外は温度上昇がなるとみることもできる。したがってすべての異種金属の接合が適当な条件のもとで有効な接合が可能である。

金属同士がある角度で高速衝突する際に、その衝突点の前方に金属ジェットが高速で噴出することが、Birkhoffらによって発見された¹⁾。そしてその金属ジェットが相当厚い鋼板にも穴をあけることからジェットの理論を展開した。さらにWalshらによって衝突点に衝撃波の生ずる条件が理論的に考察され、金属ジェットの発生を実験的に測定してその存在を確かめた²⁾。その後爆発成形において、鋼の型に成形するアルミニウムが接合していることが偶然発見され³⁾、爆発圧接現象がみいだされた⁴⁾。爆発圧接の接合は金属ジェットの発生に依存していることがPearsonによって指適され⁵⁾、その後CowanやHoltzmanが爆発圧接過程の詳しい考察を行なった⁶⁾。

爆発圧接の設定は図1.1に示すように圧接する材料と火薬を設置する。一端から起爆させると(b)のように両方の材料が接合して、衝突点の前方にジェットが噴

流する。ジェットが発生する現象は次のような機構によつて説明される。

いま圧接されている過程を衝突点を静止させた座標系で考えると図1.2のように衝突点へ流れ込む流体として考えられる^(1,6)。この流れを完全流体として扱えるならば、ベルヌーイの式から圧力が一定（実際の圧接で衝突点は10万～100万気圧程度になるが、衝突点からかなり離れた点、自由表面では圧力はゼロであるとしてさしつかえなし）であれば速度 v は一定となる。すなわち流れ込む流体と後方に流れ去る流体、ジェットとして前方に噴き出る流体はすべて等しい速度となる。したがって流れ込む流体の単位面積当りの質量を m 、後方に流れ去る流体を m_s 、ジェットの質量を m_j とすると、質量保存則と運動量保存則から m_j 、 m_s は次のように求められる。

$$m_j = m(1 - \cos\gamma) \quad (1.1)$$

$$m_s = m(1 + \cos\gamma) \quad (1.2)$$

γ は衝突角度

ジェットになつて流れる質量 m_j は衝突速度に関係なく衝突角度 γ のみに依存することになる。

以上のように完全流体であれば、常にジェットが発

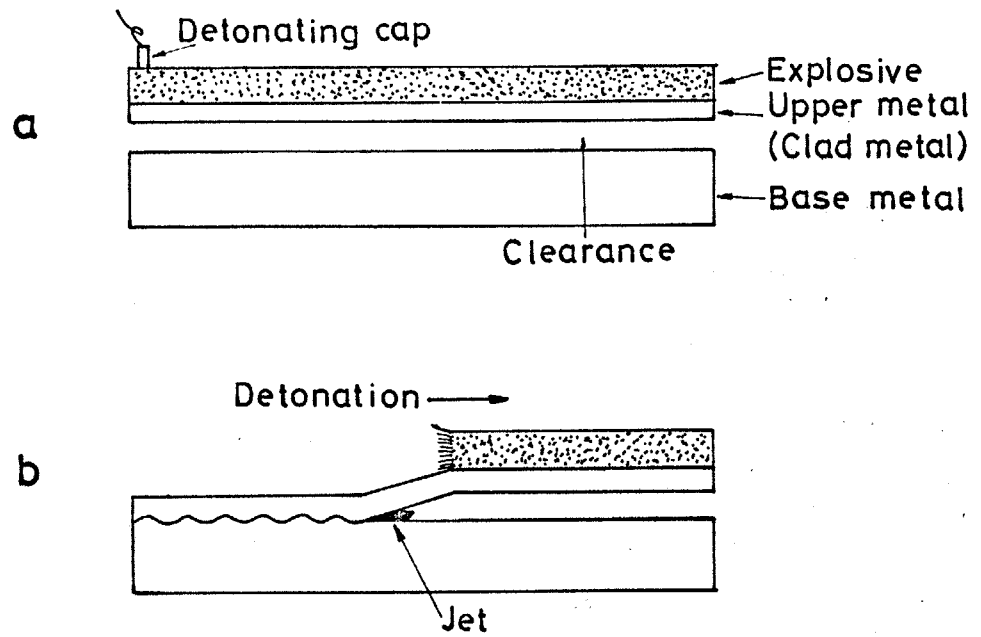


図1.1 爆発圧接過程

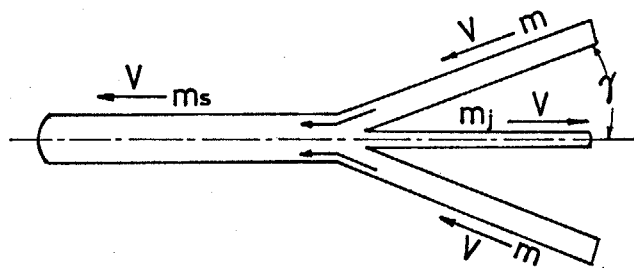


図1.2 流体としての衝突過程

生するが、実際の金属は Hugoniot 曲線などから圧縮性の流体とみなされるためジェットが発生するにはある条件が存在する²⁾。これは流入する速度が音速を超えるとき、衝突点で衝撃波が発生しジェットが発生しない、衝突点のすぐあとで衝突角とほぼ同じ角度で、はく離してしまふ。このため実際の爆発圧接では爆速の遅い火薬が使用される。

ジェット形状の直接撮影は Bergmann らによつて初めて超高速カメラによつてされ、衝突点からの噴流状態が観察されたが、ジェット速度が非常に高速なため像がぼけ、詳細な観察はされてゐない。また瞬間X線写真によつていくつが観察されてゐるが、ジェットの鮮明な形状は得られてゐない。このようにジェットの発生は爆発圧接においても基本となる現象であるにもかかわらず、その詳細な形状、速度などが求められてゐなかつた。

爆接した試料の接合界面には特有の波模様を観察され、その発生機構が爆発圧接研究の主要なテーマになつてゐる。この波模様を最初に観察したのは Allen らで弾丸を薄い金属板に打ち込むと弾丸の表面に波模様が発生することを認めた³⁾。その後 Abrahamson も同様の実験

とし、波の生成機構の定性的な理論を考えた。²⁾その後種々波の生成機構が考えられたが、大部分は定性的なもので実験的根拠に乏しい。

接合界面の金属組織的な特徴も多く研究されているが、系統的な研究は少なく、さらに多くの研究が必要とされている。

筆者の研究によつてまだ不明な点が多い爆発圧接の接合機構が少しでも明らかになればと考へ、この研究を行つた。次に本論文の概要について述べる。

1.3 本論文の概要

第2章では瞬間×線写真によつて両金属の衝突の瞬間を撮影した結果から、衝突速度、衝突角度などの関係が簡単な式によつて導かれることを示した。また火薬の爆発衝撃を受けた金属板の挙動を羊円柱法や瞬間×線写真などによつて観察し、金属板および火薬の各物性値との関係を明らかにした。これらの関係のうち金属板の平衡速度については以前から爆発圧接現象に関係なく求められていた式が、爆接のように金属板上に火薬が一方から爆発していく場合でも適用できることを示した。また火薬の爆発直後の金属板の状態は、

従来2つの関係式が示されていたが、いずれも実験的根拠が乏しいものであった。これを本研究の瞬間X線写真による直接観察の結果から不十分であるが、一方の関係式が実際の金属板の飛翔状態をよく説明していることを示した。これらのほか金属板の飛翔方向についても考察した。

第3章では超高速流レカメラにより、衝突点から噴流する金属ジェットを直接撮影した結果を示し、接合界面の波模様の変化について述べた。

金属ジェットの微細な形についてはほとんど撮影された例がなかったが、流レカメラにより、その微細な形を明らかにした。そして同種金属両面圧接(対称衝突)におけるジェットの速度と衝突速度および衝突角度などとの関係を示し、異種金属両面圧接および片面圧接(いずれも非対称衝突)ではジェットの噴流方向に片寄りがあり、その片寄る方向に一定の法則があることを明らかにした。

異種金属組合せの接合界面に発生する波が傾くことをみいだし、傾きの方向およびその程度が接合する両金属の密度比に密接に関係することを示した。これらのジェットの片寄り、波の傾きは爆接過程を密度の異

なる完全流体の衝突過程として考えることによつて説明した。

第4章では接合界面の波の波長と衝突角度および板厚などとの関係を半円柱法によつて求めた。そして波模様生成機構について理論的な考察を行ない、定量的な波生成機構を明らかにした。

接合界面の波模様が流体中に生ずる Kármán の渦列によく似ていることから、爆接の衝突点に Kármán の渦列ができることを考へ、波の波長計算を行ない実験値と比較検討した。

第5章では接合界面附近の金属組織について述べた。微小硬度測定結果および透過電子顕微鏡写真などによつて接合界面附近の転位密度、変態相の痕跡、再結晶粒などについて詳細な観察を行なった。

第6章では接合界面に存在する溶融層(合金層)について述べた。

30数種類の異種金属組合せの溶融層の組成や金属間化合物を X線マイクロアナライザーによる濃度分布曲線や特性 X線像、反射電子線像および X線回折線像によつて調べた。そして異種金属の接触界面にある熱量が瞬間的に与えられたとき両金属が溶融する割合を、

2つの異な、た条件の場合を仮定して推定計算を行なった。これを溶融層の組成の計算値として測定によって求めた組成との比較検討を行なった。

第7章では爆接クラッド鋼の残留応力値をX線回折法によって求めた。

爆接によって生じた合せ材の伸びや合せ材表面の残留応力分布そして合せ材表面から接合界面にわたる各深さの残留応力分布を求め、残留応力の生じた原因について考察を行なった。

第8章では爆接クラッド鋼の機械的性質についての実験結果の概略を述べた。

その1として爆接ステンレスクラッド鋼、圧延ステンレスクラッド鋼を温度、時間をかえた種々の熱処理を行ない、接合界面部の炭素移動状態、硬度分布そしてせん断強さなどの影響を述べた。

その2として爆接ステンレスクラッド鋼の合せ材側から $400^{\circ}\text{C} \sim 540^{\circ}\text{C}$ 、 $0 \sim 300 \text{ atm}$ の高温高压水素を加圧しクラッド鋼が受ける水素損傷を調べた。そして接合界面の水素圧力を推定した。

第9章では本論文で得られた主要な結論について述べた。

第1章の文献

- 1) G.Birkhoff, et.al; "Explosives with Lined Cavities." J. Appl. Phys., Vol.19(1948) p.563
- 2) J.M.Walsh, R.G.Shreffler and F.J.Wilson; "Limiting Conditions for Jet Formation in High Velocity Collisions." J. Appl. Phys., Vol.24(1953) p.349
- 3) V.Philipchuk; Creative Manufacturing Seminar, 1965, Paper SP65-100-100. New York (Amer. Soc. Tool Manuf. Eng.)
- 4) H.P.Tardif; "Explosive Forming in Canada." Metal Progress., Vol.77(1960) p.128
- 5) J.Pearson; "Metal Working with Explosives." J. Metals., Vol.12 (1960) p.673
- 6) G.R.Cowan and A.H.Holtzman; "Flow Configurations in Colliding Plates: Explosive Bonding." J. Appl. Phys. Vol.34(1963) p.928
- 7) W.A.Allen, L.M.Mapes and W.G.Wilson; "An Effect Produced by Oblique Impact of a Cylinder on a Thin Target." J. Appl. Phys. Vol.25(1954) p.675
- 8) G.R.Abrahamson; "Permanent Periodic Surface Deformations Due to a Traveling Jet." J. Appl. Mech., Vol.28(1961) p.519

第2章 爆発圧接過程と爆発衝撃による 金属板の飛翔

2.1 まえがき

火薬の爆発によつて金属板が加速を受け、もう一方の金属板に衝突して接合するときの金属板の飛翔状態や衝突の過程を、瞬間X線写真、半円柱法などの実験によつて観察して、各因子間の関係を検討した。

爆発圧接の衝突過程は Cowan らがごく簡単な幾何学的な関係式によつて説明したが¹⁾、このような関係は本研究を始め、2, 3の研究^{2)~4)}によつて成り立つことが確かめられた。したがつて本章で求めたこれらの各因子間の関係は従来の考へに基づいており、第3章、第4章においてこれらの関係式を使用するため、設定条件別に示した。また火薬の爆発力によつて金属が飛翔する状態については、爆発圧接の研究と関係なく研究されてきたが、最近では爆発圧接の研究の一環として種々考へられるようになった。本研究では半円柱法、瞬間X線写真によつて金属板の飛翔速度あるいは曲がり角と金属板や火薬の物性値との関係を検討した。

2.2 実験方法

2.2.1 試料の設定方法

本研究で使用した試料の設定方法は、金属板同士の圧接の図2.1に示した4通りのほかに、図2.2に示した金属半円柱と金属板を接合する半円柱法も使用した。

図2.1の中の(1)と(2)は接合金属の一方のみに火薬を設定したもので、(3)と(4)は金属板の両方に火薬を設定したものである。前者を片面圧接法、後者を両面圧接法と呼ぶことにする。また(1)と(3)はふつう平行法、(2)と(4)は有角法という。

火薬の起爆は電気雷管によって行なうが、図2.1の中にその位置を記入した。

2.2.2 供試材料

使用した金属板は入取可能な純金属で、厚さが0.5から5mmのものである。金属の種類は図2.7, 図2.8の中に記入した。半円柱金属として半径35mm, 幅30mmの軟鋼と純銅を用いた。

火薬は爆着用爆薬(爆速2300 m/sec), シート爆薬(爆速4700 m/sec)の2種類である。

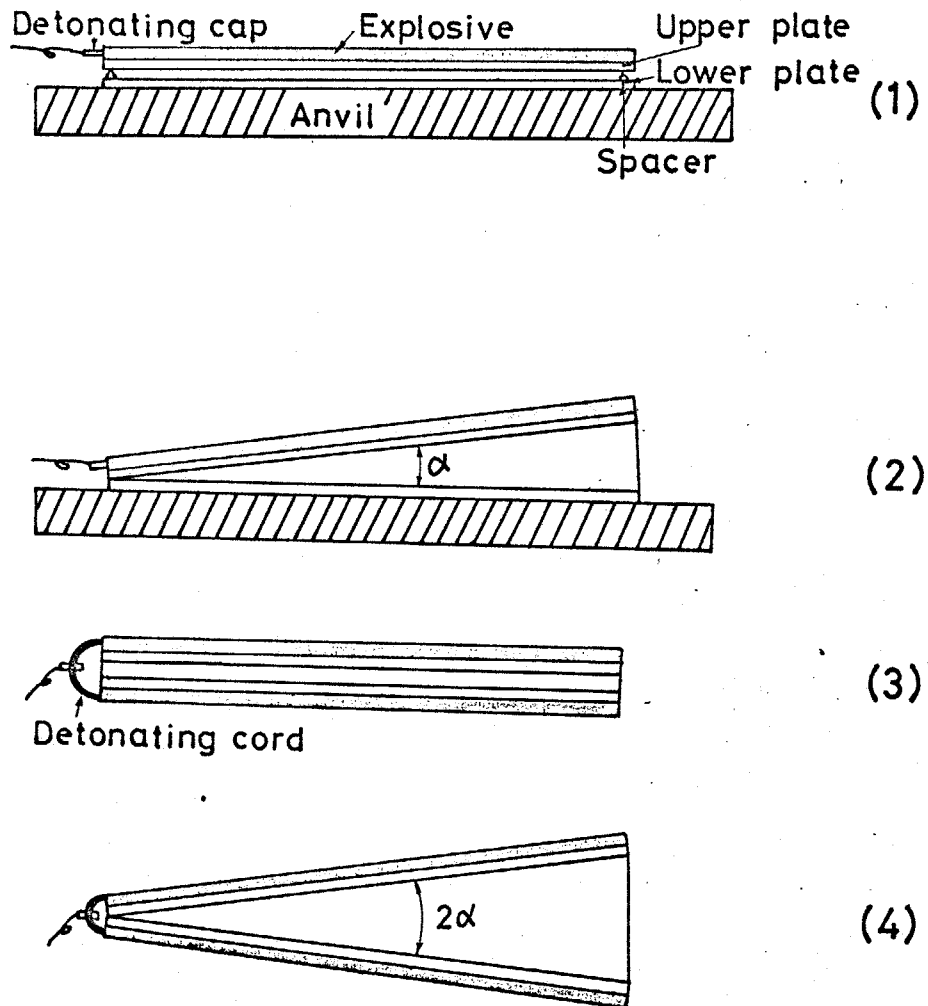


図2.1 試料設定法

(1), (3) 平行法, (2), (4) 有角法
 (1), (2) 片面圧接 (3), (4) 両面圧接

2.2.3 瞬間X線装置による爆接過程の撮影方法

X線管、試料、X線フィルムのはい、たカセットの順序で配列した。X線管と試料の間は約2m、試料とカセット間は20~30cmで、それらの間に3mm厚のアルミ板1枚と数枚のベニヤ板を入れてX線管球およびカセットを保護した。X線の発生は試料の爆薬にトリガーを付け、爆発がその点まで進むと、トリガーが働きX線を発生する。

この装置の様子は最大放電電圧300KV、放電時間0.1μsecである。

撮影に用いたX線フィルムはDuPont社の医療用X線フィルムCRONEX III六つ切りと、サクラSタイプ六つ切りである。また蛍光増感紙には次のものを使用した。増感度300~500倍のDuPont HISPEED WB、極光SSである。

2.3 爆発圧接過程の各因子の関係

図2.1の(2)の設定を行なった試料を、火薬の一端から起爆して爆発がある距離進んだときの状態を、瞬間X線により撮影した写真を写真2.1に示す。この写真にみられるように金属板は爆発点で強い衝撃力を受けて、ある角度 β の曲がりを生じ下板に衝突していく。

この衝突の過程は簡単な幾何学的な形をなしていること
 から、各因子の間の関係は簡単な式によって求めら
 れる。次に各配置についての各因子間の関係を求めて
 みる。

2.3.1 片面圧接

図2.1の(2)の設定法で圧接途中の状態を簡単に示
 すと図2.3のように示される。各因子の間には簡単な
 幾何学的関係から、次の式が求められる。

$$v_c = v_d \frac{\sin \beta}{\sin \gamma} = v_d \frac{\sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (2.1)$$

$$v_f = 2 v_d \cdot \sin \frac{\beta}{2} \quad (2.2)$$

$$v_a = v_c \frac{\cos \frac{1}{2}(\alpha + \gamma)}{\cos \frac{\beta}{2}} = v_c \frac{\cos(\alpha + \frac{\beta}{2})}{\cos \frac{\beta}{2}} \quad (2.3)$$

ここで各因子の記号は次のようである。

α ; 圧接前の設定角

β ; 爆発衝撃による金属板の曲がり角

γ ; 衝突角度 ($= \alpha + \beta$)

v_d ; 火薬の爆発速度

v_f ; 金属板の飛翔速度

v_c ; 衝突点移動速度 (衝突速度)

v_a ; 衝突点への金属板の流入速度

(2.2)式および(2.3)式の導出の際、金属板の飛翔方向が問題となるが、この両式はAOBが二等辺三角形を保つOB方向に金属板が飛翔すると考えて求めたものであり、Cowanらの考之に基づいてゐる。

Crosslandらは金属板の飛翔方向を、その金属板面に直角な方向すなわち図2.3で $\angle ABO$ が直角であるとしてゐる⁴⁾。この場合その飛翔速度 v_f は次式のようになる。

$$v_f = v_d \sin \beta \quad (2.4)$$

(2.2)式と(2.4)式を比較した場合 $\beta = 10^\circ$ では0.3%の違ひ、 $\beta = 20^\circ$ では2%、 $\beta = 30^\circ$ で4%程度の違ひにしかならぬ。したがって両式で計算した場合、 β がとくに大きくならぬ限り実験誤差が大きいと考之られる。この飛翔方向については実験を行ない検討した。これは2.5で述べる。

平行法については(2.1)式および(2.3)式で設定角 α を0とすれば求められる。

2.3.2 両面圧接

同種金属両面圧接の対称衝突の場合は、その衝突点

は両金属のなす角の二等分線方向になる。この場合は設定角度を 2α とすれば、二等分線から上半分および下半分がそれぞれ片面圧接と全く同じ形となるので、(2.1) ~ (2.3) 式がそのまま適用できる。

異種金属の組合せや板厚の異なる場合のように両金属の曲がり角が等しくなる場合は (2.1) 式が適用できないので図 2.4 のように考えて求めた。

金属板①と②を角度 2α で設定する。ここで x 軸を①と②のなす角の二等分線方向にとった。①と②の金属板の外側にとりつけられた火薬を O 点で起爆し、ある時間経過すると爆発は A_1 および A_2 点まで進む ($OA_1 = OA_2$)。これらの点で金属板が角度 β_1, β_2 で曲がり C 点で衝突するとする。この C 点の移動速度の x, y 成分 v_{cx}, v_{cy} は図 2.4 から次式のように求められる。

$$v_{cx} = v_d \left\{ \cos \alpha - \frac{2 \sin \alpha}{\tan(\alpha + \beta_1) + \tan(\alpha + \beta_2)} \right\} \quad (2.5)$$

$$v_{cy} = v_d \left\{ \sin \alpha - \frac{2 \sin \alpha \tan(\alpha + \beta_1)}{\tan(\alpha + \beta_1) + \tan(\alpha + \beta_2)} \right\} \quad (2.6)$$

したがって衝突点移動速度 v_c は次式で計算される。

$$v_c = \sqrt{v_{cx}^2 + v_{cy}^2} \quad (2.7)$$

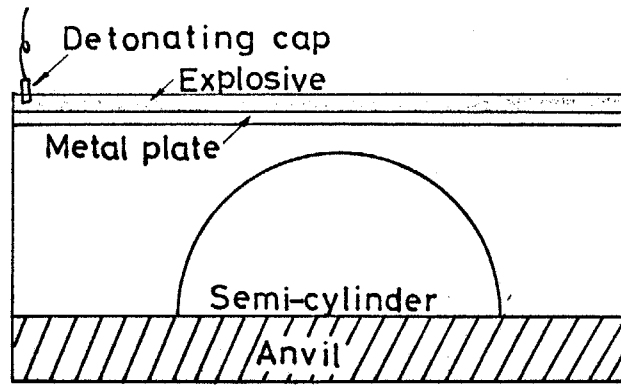


図2.2 半円柱法の試料設定状態

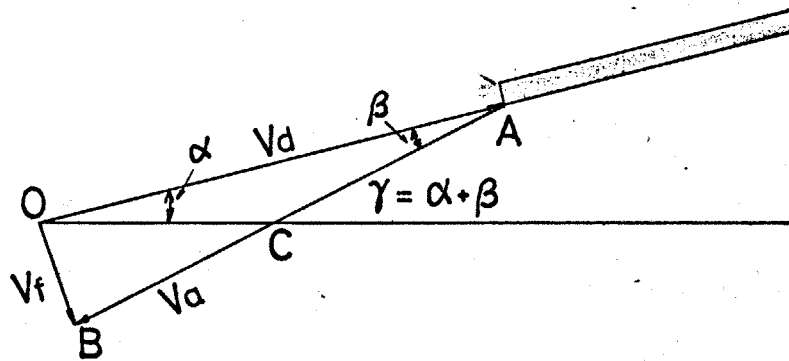


図2.3 片面圧接

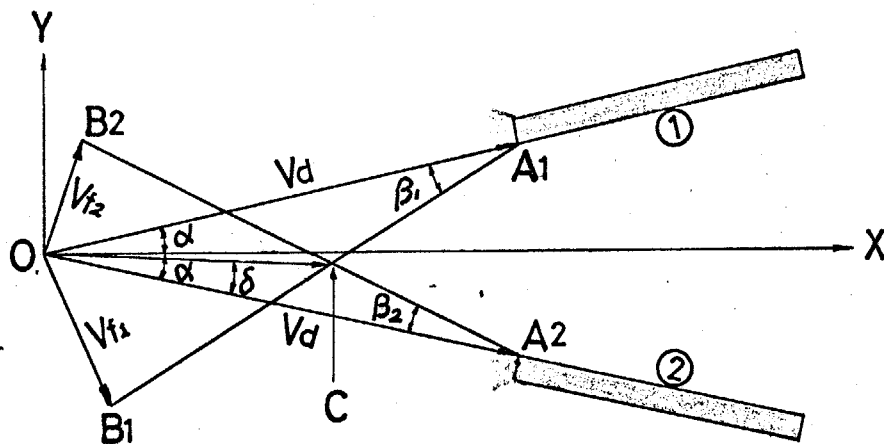


図2.4 両面圧接

また衝突点Cの移動方向OCと金属板②のなす角を δ とすれば次式のよう求められる。

$$\delta = \alpha + \tan^{-1} \frac{v_{cy}}{v_{cx}} \quad (2.8)$$

2.3.3 半円柱法

図2.2のように金属半円柱の上に金属板、その上に火薬をのせてその一端を起爆すると図2.5のように、爆発点である角度 β だけ曲がり、半円柱に衝突して接合する。その接合界面には、ある衝突角度の範囲に波状模様が見られる。接合界面の波状模様の例を写真2.2に示す。銅半円柱に2mm厚のニッケル板が接合したものである。図2.5からわかるように衝突点 C_0 の両側、対称な位置の衝突角度は等しいため、界面の波状模様も対称な位置に生ずる。顕微鏡観察によって波の発生源を求め、その角度を測定して平均値をとれば、衝突点 C_0 と半円柱の頂点からの角度が求められる。この角度は図2.5により板の曲がり角 β に等しい。また界面のある点の角度を測定し、 C_0 点との角度を求めれば、その角度は衝突角度 γ になる。

写真2.3は半径35mmの軟鋼半円柱に5mm厚のアル

ミニウム板 (飛翔速度 $v_f' = 550 \text{ m/sec}$) が衝突している瞬間 X 線写真である。アルミニウム板の半円柱に衝突している部分は円弧状に曲げられているが、衝突していない部分は図 2.5 に示したように飛翔の状態を保っている。4mm 厚の銅板が軟鋼半円柱に衝突している状態も撮影したが、写真 2.3 と同じ状態を示していた。

次に衝突速度を求める。金属板の飛翔速度 v_f' (v_f' の飛翔方向成分と考えてもよい) は (2.4) 式によって求められる。半円柱の円周に沿っての衝突点移動速度は図 2.6 から次式のようになる。

$$v_c = v_f' \operatorname{cosec} \gamma \quad (2.9)$$

この (2.9) 式の v_f' に (2.4) 式を代入すると (2.1) 式と同じ形の式になる。

以上爆発圧接過程における各因子間の関係式を求めたが、この中で火薬の爆速 v_d は使用前に測定が可能のため既知の値として考えられる。したがって (2.1) ~ (2.8) 式の計算を行なうには曲がり角 β が、衝突角度 γ あるいは衝突点移動速度 v_c の中の 1 つの値がわかれば、残りの因子は計算できることになる。これらの値の中で比較的簡単に求められるのが曲がり角 β である。次に曲がり角 β について述べる。

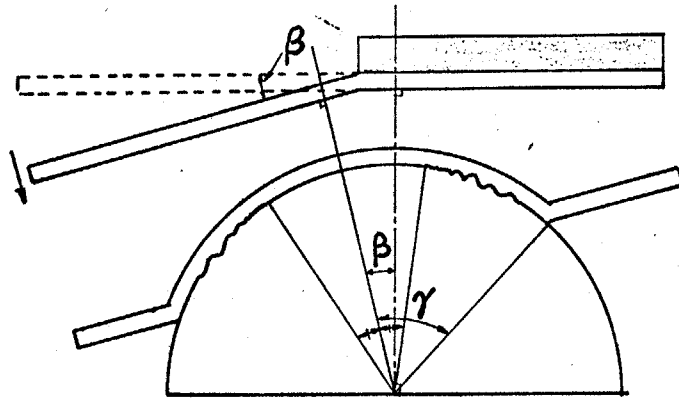


図2.5 半円柱法

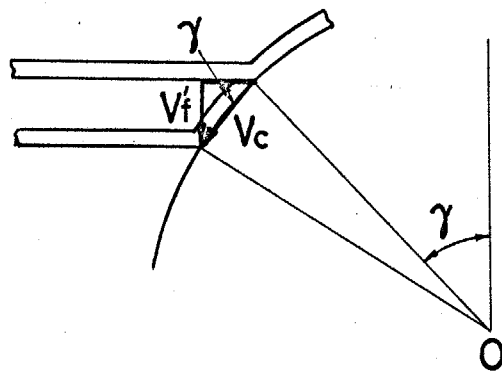


図2.6 半円柱法 の速度成分

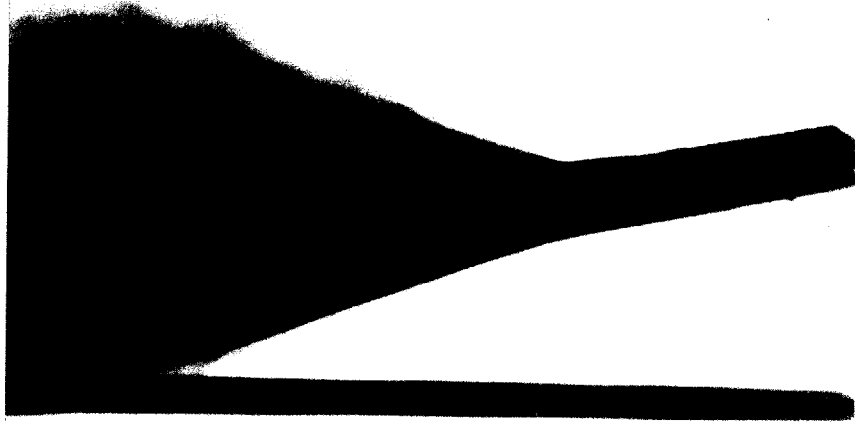


写真2.1 爆発圧接過程の瞬間X線写真



写真2.2 半円柱法の接合界面状態

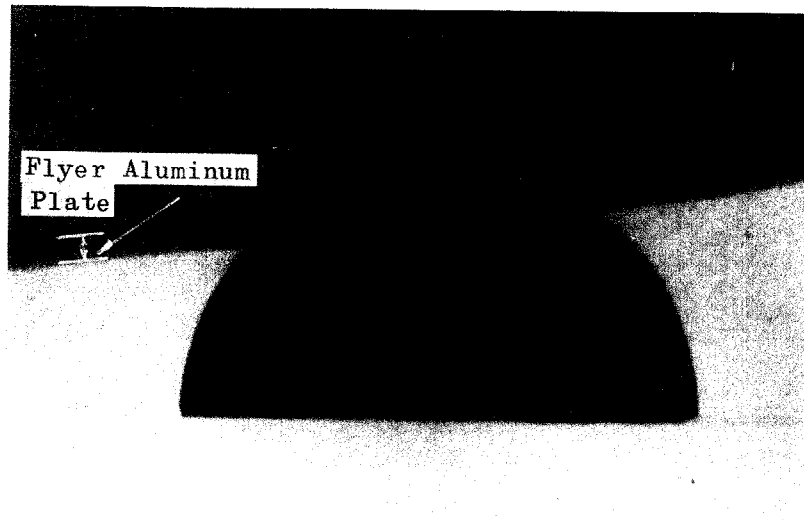


写真2.3 半円柱法の接合過程の瞬間×線写真



写真2.4 爆轟面附近の飛翔金属板の状態

2.4 曲がり角 β の測定および考察

2.4.1 曲がり角 β と金属板の物性値との関係

火薬が爆発することによつて、金属板を曲げていく様子も写真2.4に示す。こゝでみられるように火薬の爆轟面直下の金属板部分がさすぐ曲がらず、いくらか時間を経て曲がっていく。したがつて、金属板は爆発力によつて徐々に速度を増し、ある距離飛翔すると平衡速度に達する。今までに述べた飛翔速度と曲がり角は平衡に達したときの速度および角度である。金属板が加速を受けているときの状態は写真2.4のように瞬間×線写真のみによつて明らかになり、半円柱法によつて測定した角 β は平衡速度に達してからの値である。

半円柱法によつて求めた角 β と火薬および金属板の物性値との関係を検討した。図2.7に示した10数種類の金属板の曲がり角 β と金属板の物性値の関係を種々検討した結果、金属板の単位面積当りの重さ ρt (ρ ; 密度, t ; 板厚) との間には点のばらつきが比較的少なく、それらの点を結ぶ線がなめらかな曲線となる関係のあることが明らかになった。図2.7に $1/\rho t$ (上側横軸) と β の関係を示す。実線は測定点をなめらかに結んだものである。図2.8にはシート爆薬を用いた

場合を示す。図2.8の β の測定は半円柱法と瞬間火線写真の両方によった。各測定点のばらつきは図2.7に比較して大きい。

火薬の爆発の衝撃力による物体の飛翔速度については、いままでに多くの研究がなされている。平衡速度の解析には火薬と物体の単位面積当りの重さの比 R を一つの因子として行なうたものが多い。この R と v_f の関係式は多くの研究者によって求められているが、それらの関係式を検討した結果、次の3つの式が測定値に近い傾向を示す式であることがみいだされた。

$$v_f' = \sqrt{2U} \sqrt{\frac{0.6R}{1 + 0.2R + 0.8/R}} \quad (2.10)$$

$$v_f' = v_d \frac{0.612R}{2 + R} \quad (2.11)$$

$$v_f' = v_d \left\{ 1 + \frac{27}{16} \frac{1}{R} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{32}{27}R} \right) \right\} \quad (2.12)$$

ここで $R = \frac{M}{\rho h} = \frac{\text{火薬の単位面積当りの重さ}}{\text{金属板の単位面積当りの重さ}}$

これらの式はいずれも理論を加味した実験式である。(2.10)式はSterneによって求められた式⁵⁾で、 U は火薬から金属板に伝えられるエネルギーに関する定数で、

この実験では実験値に合わせて求めた。(2.11)式は、Chadwick⁶⁾により、(2.12)式は Duvall⁷⁾および Deribas⁸⁾により求められた式である。

(2.10)~(2.12)式の飛翔速度 v_f' を(2.4)式によって曲がり角 β に変えて、 β と R の関係を図2.7, 図2.8に理論値として示した。(2.10)式の定数 $\sqrt{2U}$ は図2.7では、 $R=4$ のとき $\beta=27.3^\circ$ として求め $\sqrt{2U}=960$ m/secを使用した。図2.8では $R=2$ のとき $\beta=12.6^\circ$ として求め、 $\sqrt{2U}=1250$ m/secを使用した。次に計算値と実験値の比較する。

図2.7の場合(2.11), (2.12)式は全体に実験値より低い値になっている。しかし $R=2$ 位までは実験値のばらつきの中にはいっている。(2.10)式は全体によく合っているが、定数 $\sqrt{2U}$ を $R=1$ のときの実験値 $\beta=12.6^\circ$ に合わせて求めると、 $R=4$ のとき β が 25.7° になり、実験値より少し低くなる。なお(2.11)式を $R=1$ のときの実験値に合うように定数 0.612 を補正すると 0.654 になる。図2.8の場合(2.10)式による曲線は合うが、(2.11), (2.12)式による曲線は実験値よりかなり高い値になっている。この原因は次のように考えられる。用いたシート爆薬はペンスリット爆薬の中に鉛丹が爆速

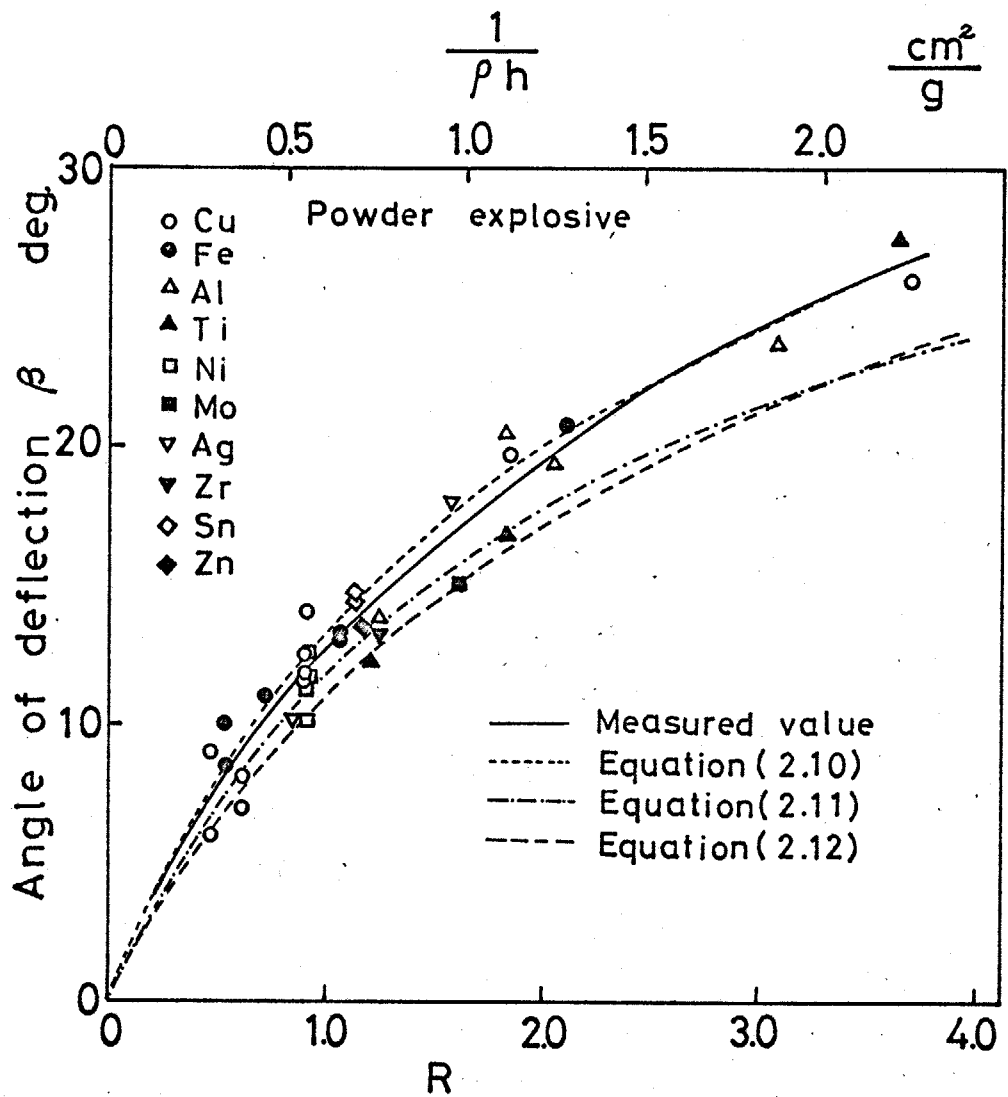


図 2.7 各種金属板における曲がり角 β と R の関係

ただし

$$R = \frac{M}{\rho h}$$

M ; 単位面積当りの火薬の重さ

ρh ; 単位面積当りの飛翔金属板の重さ

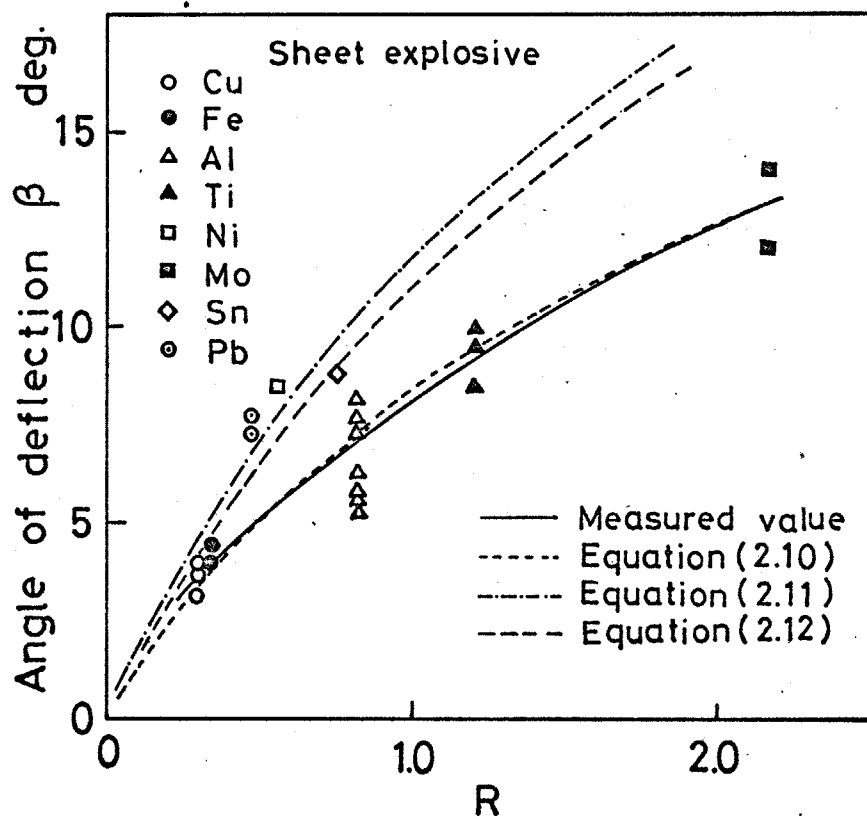


図2.8 曲がり角 β とRの関係

下げる目的で入れてあり、そのため粉状の爆薬と比較して、単位重量当りの放出エネルギーはかなり低いものになっている。爆着用の爆薬と比較して $\sqrt{2U}/\sqrt{d}$ の大きさは約 $1/2.5$ になっている。

以上火薬の爆発力によって金属板が飛翔し、平衡に達した時の速度および角度 β は R に密接に関連していることをみだし、ほかの研究によってみだされた関係式とよく合うことを示した。実際工業的にクラッド板を生産しているときの R の値は 1 位であり、筆者の実験した範囲にあるので、(2.10)~(2.12)式を用いれば、ふつうの爆発圧接時の曲がり角は計算できることになる。

2.4.2 飛翔開始直後の金属板の挙動

火薬の爆発によって金属板はある距離加速される。これは写真 2.4 に示した。爆轟面から x の距離にある金属板の飛翔距離を y とすれば、金属板の飛翔の状態は座標 (x, y) で表わされる。図 2.9、図 2.10 にこのようにして求めた (x, y) の関係を示す。図 2.9 に用いた火薬は爆着用の爆薬で $M = 1.1 \text{ gr/cm}^2$ である。図 2.10 はシート爆薬で $M = 1.1 \text{ gr/cm}^2$ である。なお図 2.9、図 2.10

ともにたて軸は横軸の5倍に拡大されている。これらのグラフによると爆轟面近くでは金属板は加速されているが、ある距離はなれると一定速度で飛翔している。それを確かめるために図2.11, 図2.12に曲線の傾き (dy/dx) と x との関係を示した。明らかに金属板はある距離加速され、そのあと一定速度になることを示している。加速されている範囲内では傾きと x は比例している。したがって次のようにして y と β の関係が求められる。

傾きと x は比例していて、 $x=0$ のとき $y=0$ であるから、 $y \propto x^2$ となる。また $dy/dx = \tan \beta \doteq \beta$ とおくと、 y と β の関係は次のようになる。

$$y \propto \beta^2 \quad (2.13)$$

y と β^2 が比例することが求められた。Carpenter は実験から y と β の間にはほぼ二次の関係があることを示している。⁹⁾

$$\frac{\rho h \sigma}{y} \beta^2 \propto M \quad (2.14)$$

ここで σ は金属板の降伏応力である。この(2.14)式は実際の実験値とかなり誤差がある。また Kowalick は次元解析によつて同様の式を求めている。¹⁰⁾

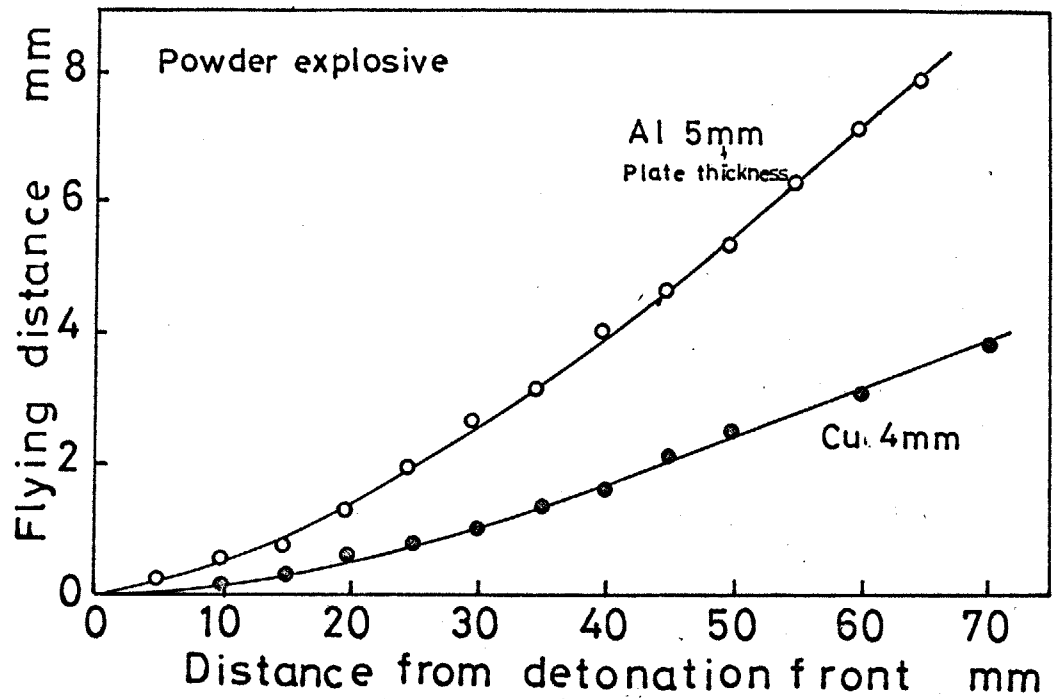


図 2.9 粉状爆薬を使用するときの爆轟面からの距離と飛翔距離との関係

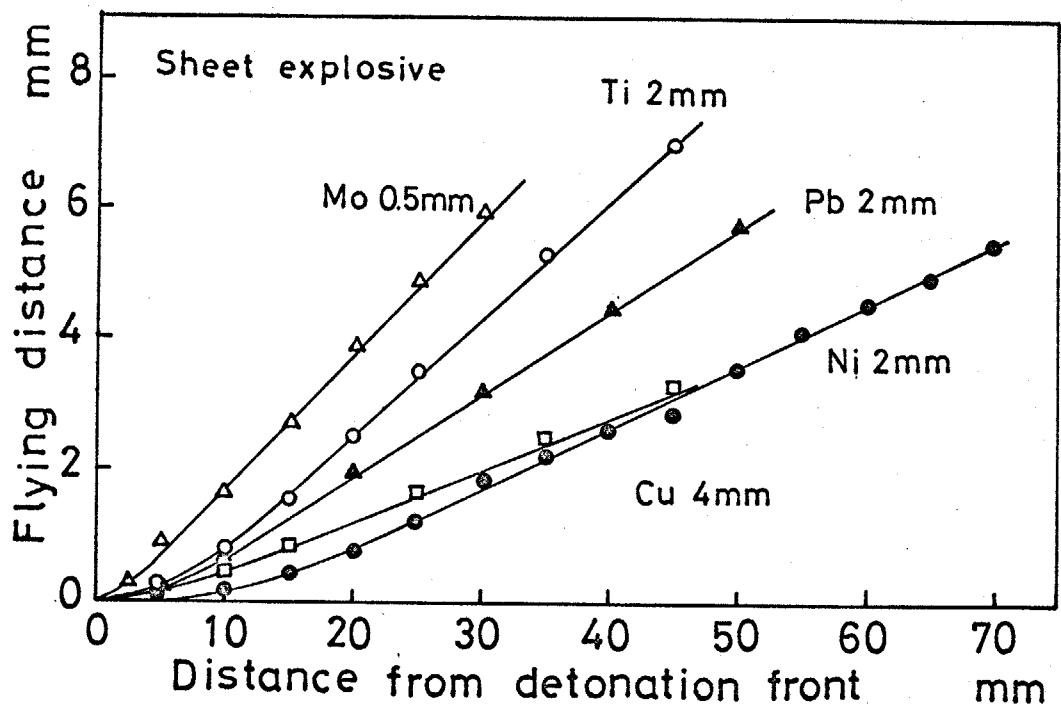


図 2.10 シート爆薬を使用するときの爆轟面からの距離と飛翔距離との関係

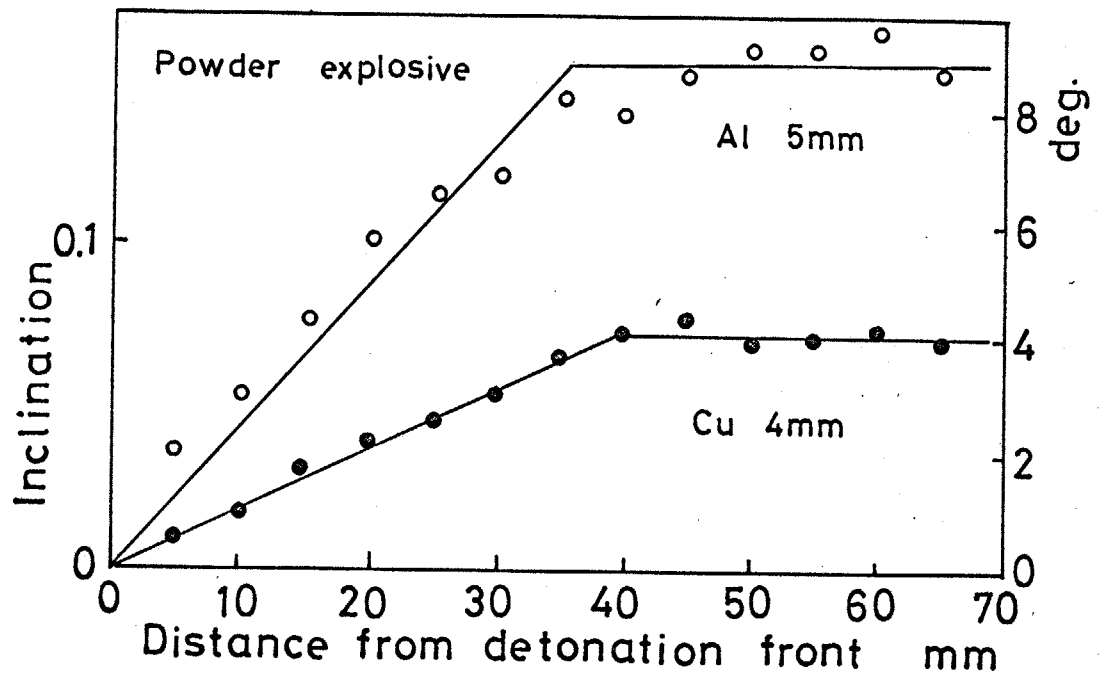


図2.11 爆轟面からの距離と金属板の曲がり角との関係

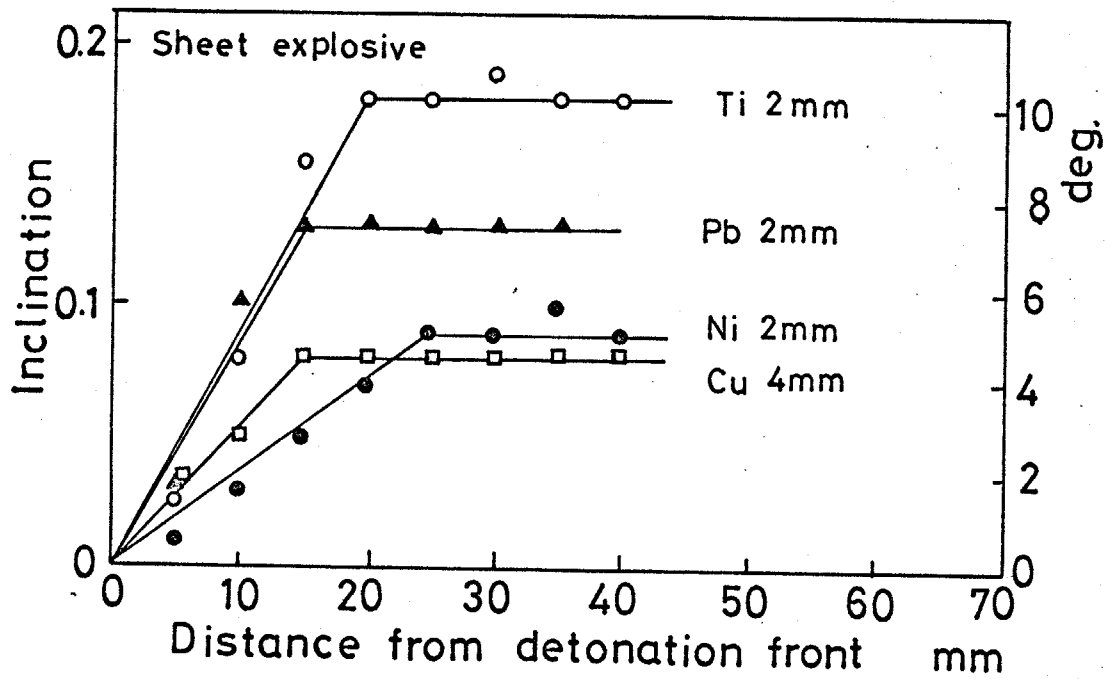


図2.12 爆轟面からの距離と金属板の曲がり角との関係

$$\frac{\rho h^2 \sigma}{E y} \beta^2 \propto M \quad (2.15)$$

ここで E は金属板のヤング率である。

この (2.15) 式は実験値とどの程度合うかによっていまだに十分検討されてない。ここでは実験数が少ないので、実験の結果と (2.14) 式, (2.15) 式の関連性が詳細に調べられませんが、試みとして図 2.9, 図 2.11 を使って (2.14) 式と (2.15) 式のどちらが実験値に近い値を与えるかを計算してみた。

(2.15) 式の比例定数 C をアルミニウム 5 mm 厚の実験結果から求める。それぞれの物性値として次の値をとる。 $\rho = 2.7 \text{ gr/cm}^3$, $h = 0.5 \text{ cm}$, $E = 6.9 \times 10^{10} \text{ dyne/cm}^2$, $\sigma = 3.5 \times 10^8 \text{ dyne/cm}^2$, $M = 1.1 \text{ gr/cm}^2$, 図 2.9, 図 2.11 から $y = 0.32 \text{ cm}$ のとき dy/dx は 0.156 であるから $\beta = 0.156$ として C を求める。

$$C = \frac{\rho h^2 \sigma \beta^2}{E y M} = 2.4 \times 10^{-5}$$

この定数 C を用いて銅 4 mm 厚の β と y の関係を求める。次のようになる。ただし $\rho = 8.96 \text{ gr/cm}^3$, $h = 0.4 \text{ cm}$, $E = 11.7 \times 10^{10} \text{ dyne/cm}^2$, $\sigma = 6.9 \times 10^8 \text{ dyne/cm}^2$, $M = 1.1 \text{ gr/cm}^2$ とする。

$$\beta^2 = 0.031 y$$

$\gamma = 0.1$ のとき $\beta = 0.056$, $\gamma = 0.2$ のとき $\beta = 0.068$ になる。
 実験値は図 2.9, 図 2.11 からそれぞれ $\beta = 0.056, 0.068$ でよく一致する。シート爆薬 (図 2.10, 図 2.12) について (2.15) 式によつて同様に計算すると, 50% 位の誤差範囲内で合う。(2.14) 式による計算では, どちらの火薬を使用した場合も, 実験値との間に 2 倍位の差がある。

実験数が少ないので確定的な判断はくだせないが, (2.15) 式の方がいくらか実験値に近い値を与えるといえる。

次に金属板が平衡速度に達したときの関係式 (2.10) 式, (2.11) 式と飛翔直後の速度の関係式 (2.15) 式を組合せて金属板の加速される範囲について求めてみた。飛翔直後は γ と共に β は大きくなるが, ある限界距離から β は一定になる。この限界距離を y_0 とする。

(2.15) 式と (2.10) 式を組合せた場合 y_0 に次のようになる。

$$y_0 = \frac{\rho h^2 \sigma}{CME} \cdot \frac{2U}{v_d^2} \cdot \frac{0.6R}{1+0.2R+0.8/R} \quad (2.16)$$

(2.15) 式と (2.11) 式からは次のようになる。

$$y_0 = \frac{\rho h^2 \sigma}{CME} \left(\frac{0.612R}{R+2} \right)^2 \quad (2.17)$$

の (2.16)式と (2.17)式を使用して y_0 を実験値から求め
てみる。各物性値は前に示した値を使用した。

i) アルミ = 5 mm 厚, 実験値は $y_0 = 0.47 \text{ cm}$

$$(2.16)\text{式の時} \quad y_0 = 0.47 \text{ cm}$$

$$(2.17)\text{式の時} \quad y_0 = 0.40 \text{ cm}$$

ii) 銅 4 mm 厚, 実験値は $y_0 = 0.20 \text{ cm}$

$$(2.16)\text{式の時} \quad y_0 = 0.26 \text{ cm}$$

$$(2.17)\text{式の時} \quad y_0 = 0.21 \text{ cm}$$

この結果 (2.16)式, (2.17)式によつて求めた値は実験値
とあまり大きな誤差を生じないことが示された。

2.5 金属板の飛翔方向の検討

金属板が爆発の衝撃力によつて飛翔する方向につ
いて実験報告は現在まで全くみあたらない。したがつて
各研究者がどのような根拠で飛翔方向を決定したかわ
からない。ここでは飛翔方向について簡単な実験を行
なつたので、その実験結果を示し考察する。

図 2.13 に有角法について火薬が A 点まで爆発したと
きの金属板の衝突の状態を示す。ここで C 点で下板に
衝突した上板の点は設定時には D 点にある。したがつ
て爆接によつて \overline{OD} が \overline{OC} に伸びたことになる。いま

ADC を θ とする。この θ は上板の伸び率がわかれば式によって計算できる。

$$\tan \theta = \frac{a \sin \alpha}{a \cos \alpha - 1} \quad (2.18)$$

ただし $a = \frac{OC}{OD}$

したがって爆接前に上板に一定間隔の目盛をつけて、爆接後、その間隔をはかれば伸びた割合がわかる。図 2.14 に伸び率を測定した例を示す。ここで上板は 2mm 厚の銅板、下板は 4mm 厚の純鉄板である。設定角 α は $2^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ にした。その他に上板を 4mm 厚の銅板 2mm 厚のニッケルについても行った。

図 2.14 のたて軸は $100(a-1)$ (%) を示している。設定角 α が大きくなるほど伸び率は大きくなる。また起爆点に近いところでは伸び率は大きく、点のばらつきも大きい。実線は各測定点を結んだものである。図 2.14 で伸び率がほぼ一定となっている範囲(点線で示した)の平均伸び率を出して (2.18) 式によって θ の値を計算した。これを表 2.1 に示す。ここで示した角は $\angle DCA$ で飛翔金属板面に対する飛翔方向の角度である。また θ が示した値は $\triangle AOB$ が二等辺三角形をなすときの角 \angle

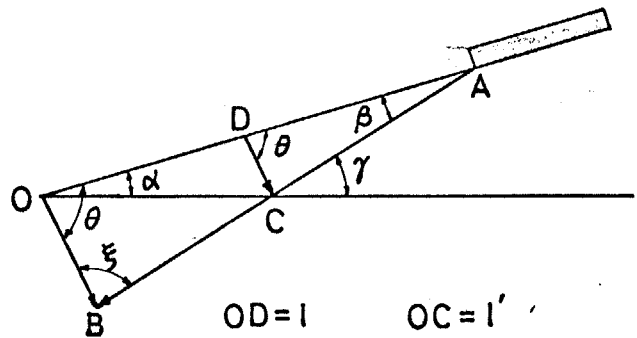


図2.13 飛翔金属板の伸び

表2.1 伸び率と飛翔方向

Metal plate	α deg.	a %	θ deg.	ξ deg.	η deg.
Copper (2mm) $\beta=12^\circ$	2	1.005	83	85	} 84
	5	1.015	83	85	
	10	1.031	85	83	
	20	1.090	86	82	
Copper (4mm) $\beta=7.5^\circ$	2	1.013	72	100.5	} 86
	5	1.014	83.5	89	
	10	1.027	86.5	86	
	20	1.077	88	84.5	
Nickel (2mm) $\beta=12^\circ$	5	1.017	82	86	} 84
	20	1.100	85	83	

α ; inicial set angle
 a ; deformation ratio ($=\frac{OC}{OD}$)
 θ ; flying direction
 $\xi=180^\circ-\theta-\beta$
 $\eta=90^\circ-\beta/2$

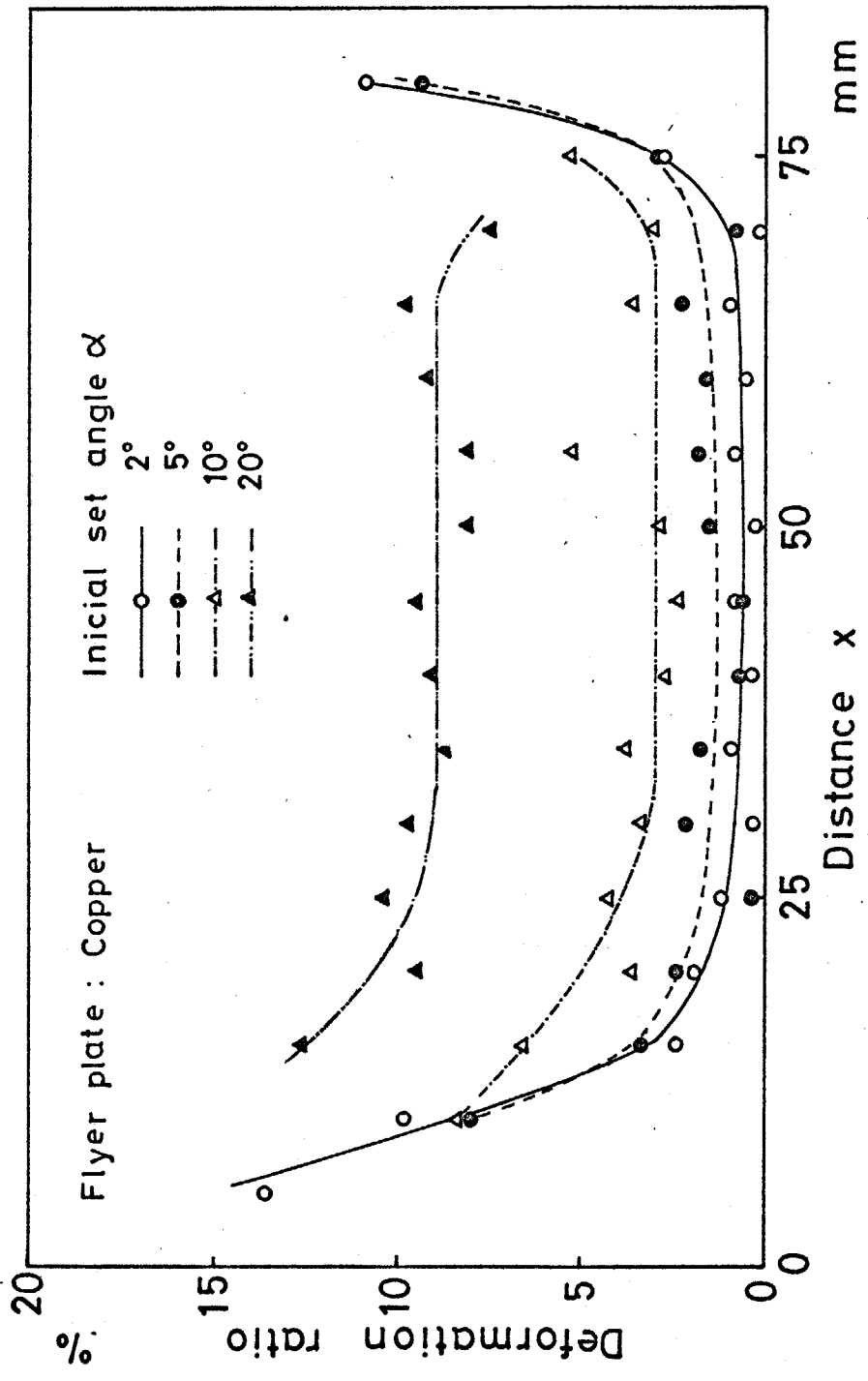


図2.14 飛翔金属板の伸びた割合

$90^\circ - \beta/2$ で計算される。 θ の値は設定点 α が大
 小になると大きくなる傾向があるが、Cu 4mm 厚の場
 合を除くと θ は大体 θ の値に近いことを示している。
 また、 $\triangle AOB$ が二等辺三角形をなすような方向に
 飛翔していると考之られ Cowan らの考之¹⁾に近いという
 結果が得られた。

2.6 結 論

爆発圧接の圧接過程を研究する目的で、瞬間X線写
 真や半円柱法などによって、火薬の爆発衝撃による金
 属板の飛翔速度などを観察した結果、次の点が明らか
 になった。

1) 瞬間X線写真から爆発圧接の衝突過程が明らかにな
 り、簡単な幾何学的関係から各因子間の関係式が求
 められた。

2) 金属板が爆発衝撃によって飛翔し平衡に達したと
 き、その速度 v_f は火薬と金属板の単位面積当りの重さの比
 R とよい関係を示し、その速度 v_f は R がわかれば、従
 来 Sterne や Chadwick らによって求められていた関係式
 によって計算できる。

3) 飛翔開始直後の金属板の速度 v_f (あるいは曲がり

角 β)はKowalickによつて求められていた式 $\rho h^2 \sigma / E y \cdot \beta^2$
に M にしたがっていることを確かめた。

4) 金属板の飛翔方向について検討した結果、爆発衝撃
等によつて金属板が飛翔する方向は図2.3(図2.13)の
 $\triangle AOB$ が二等辺三角形をなす方向に近いことが確かめ
られた。

第2章の文献

- 1) G.R.Cowan and A.H.Holtzman; Flow Configurations in Colliding Plates: Explosive Bonding. J. Appl. Phys., Vol.34(1963) p.928
- 2) U.Richten und J.F.Roth; Grundlagen und Anwendung des Sprengplattierens. Naturwissenschaften., Bd.57(1970) p.487
- 3) O.R.Bergmann, G.R.Cowan and A.H.Holtzman; Experimental Evidence of Jet Formation During Explosive Cladding. Tran. Met. Soc. of AIME., Vol.236(1966) p.646
- 4) A.S.Bahrani, J.J.Black and B.Crossland; The Mechanics of Wave Formation in Explosive Welding. Proc. R. Soc. A., Vol.296 p.123
- 5) T.E.Sterne; A Note of the Initial Velocities of Fragments from Warheads. Ballistic Research Laboratories Report No.648, Aberdeen Proving Ground, Maryland 1947
- 6) M.D.Chadwick; Some Aspects of Explosive Welding in Different Geometries. Proc. of Select Conference of Explosive Welding, The Welding Institute, 1968
- 7) G.E.Duvall and J.O Erkman; Acceleration of Plates by High Explosives. S.R.I.Report No.1 Project No.GU2426
- 8) A.A.Deribas; V.M.Kudinov, F.I.Matveenkov and V.A.Simonov; Determination of Parameters of Impact between Two Flat Objects Projected by an Explosive in Condition of Explosive Welding. Combustion, Explosion and Shock Waves 1967(2) p.291
- 9) S.Carpenter, et al; The Relationship of Explosive Welding Parameters to Material Properties and Geometry Factors. Proc. First International Conf. of Center for H.E.F., Denver 1967
- 10) J.F.Kowalick and D.R.Hay; Explosive Bonding; Dimensional Analysis. Second International Conf. of Center for H.E.F., Denver 1969
- 11) 飯田, 他 "物理定数表" 朝倉書店

第3章 金属ジェット現象と接合界面の波の傾き

3.1 まえがき

バズーカ砲の砲弾の先端に円錐形をした金属板の頂点をうしろ側にして入れると、かなり厚い鋼板でも穴があくことが以前から知られていたが、これが火薬の爆発によって円錐金属板がつぶれる際に衝突点から発生する金属の噴流によるものであることを、Birkhoffらは始めて理論的に解析を行なった。¹⁾ 彼らは金属同士がある角度をなして衝突すると完全流体の衝突過程と全く同じ現象を生ずると考えてベルヌーイの式や、運動量保存則などを使用して金属ジェットの発生理論を考えた。その後金属は非常に高い圧力を受けると圧縮性を示すことが知られ、Hugoniot 曲線が研究された。^{2)~5)}

Walshらは金属を圧縮性流体として扱って、⁶⁾ Hugoniot 曲線を使用すると、流体(金属)が超音速で衝突点に流れ込む時、衝突点に衝撃波が発生し、ジェットの生じない場合のあることを理論的に解析した。そして流シカメラを用いてジェットの発光を撮影して実験的に確かめた。

Cowan や Holtzman は爆発圧接現象に金属ジェット現

を導入して、同種金属および異種金属の接合が生ずる限界すなわち金属ジェットが発生限界について Hugoniot 曲線を用いて理論的に求めた。⁷⁾そして爆発圧接で金属が接合するのは金属ジェットによって金属の表面の酸化膜や吸着ガスがけぎとられ、新鮮な金属表面が高圧で接触するためであると述べた。Bergmann は爆発圧接の過程を超高速度カメラによって直接撮影し、ジェットが衝突点の前方に噴流している状態を捕えていた。⁸⁾真空中ではジェットは光を発しないが、空気中にはかなり強い光を発することがみられる。またジェットはかなり広がっており、霧状をなしているように思われる。

本章では爆発圧接の衝突点からの金属ジェット噴流の状態を超高速度カメラによって観察し、金属ジェットの形状や速度などについて研究を行なった。またこの実験で接合した試料の接合界面の波模様を調べた結果、異種金属の接合界面の波は、ある一定の方向に流れていることがみいだされた。

3.2 実験方法

3.2.1 供試材料

金属ジェット撮影に用いた金属板は Al, Cu, Fe, Mo, Ni, Pb, Sn, Ta, Ti, Zr のそれぞれ市販されてある純金属である。また接合界面の波の傾きを観察するために Co, Ag, Nb 板なども追加した。これらの金属を適当に組合せて同種金属圧接, 異種金属圧接を行った。板の形状は幅が 30 mm, 長さは 100 mm から 200 mm, 厚さは 0.5 mm から 5.0 mm までの間である。使用した火薬はシート爆薬 (爆速 4700 m/sec, 超高速流レカメラにより測定), ブースター用およびアルゴンフラッシュ用ペンスリット爆薬 (爆速 7500 m/sec), 単爆線 (爆速 6200 m/sec), 電気雷管である。使用したシート爆薬は一部を除き一定の厚さ 5 mm (単位面積当りの重さ $M = 1.1 \text{ g}$) とした。

3.2.2 試料設定法

金属板の設定法を図 3.1 に示す。(a) は間隔 b mm で平行に設定した平行法, (b) は設定角度 2α (両面圧接), および α (片面圧接) の有角法である。火薬の設定は両金属につけた場合 (両面圧接) と一方の金属のみにつけた場合 (片面圧接) について行った。

お衝突時の各因子などの関係は第2章に示した。写

3.1 にジェット形状の撮影に用いた試料を示す。

2.3 撮影装置と撮影方法

用いた装置は超高速流レカメラで日立 SP-1 型、最大掃引速度は $4\text{mm}/\mu\text{sec}$ である。

撮影は図 3.2 に示すようにカメラと試料を配置して行なった。試料をとりつけた状態を写真 3.2 に示す。

これは試料に背後から光をあてるためにアルゴンフラッシュ^{*}をとりつけた場合である。アルゴンフラッシュはジェットの形状撮影などにおいて、ジェットの光が射くときに、そのジェット形状を影絵写真として撮影するために使用した。この場合の試料の火薬の爆発はアルゴンフラッシュと試料を導爆線で結び、その導爆線の間部部に雷管をとりつけて爆発の位相を合せた。

撮影は流レカメラの回転鏡が一定回転速度に達したときに、火薬を爆発させて行なった。圧接を行なった室は暗い室であるため圧接過程に発生する光以外は写らない。使用したフィルムはコダック 4X (ASA 400) 35mm フィilm で ASA 600~800 に増感現象を行なった。

* アルゴンフラッシュはアルゴン中で火薬を爆発させると、その衝撃波面が強く光る現象を使ったフラッシュ装置である。

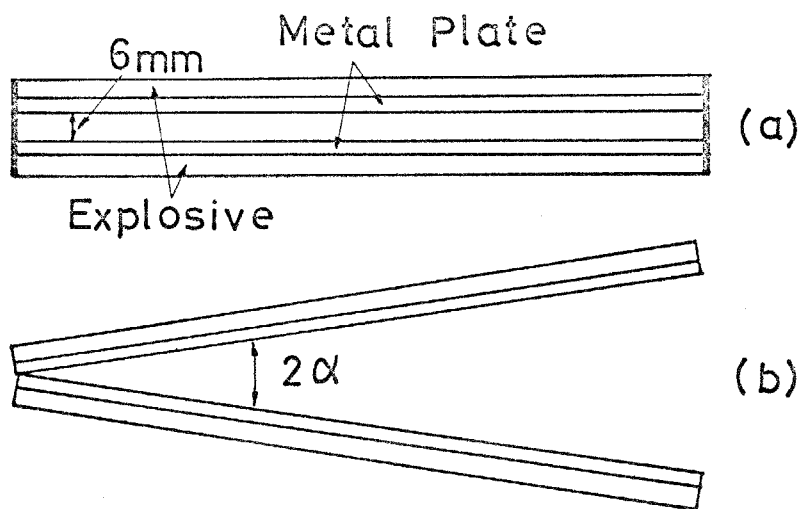


図3.1 試料形状(両面圧接)
 (a) 平行法 (b) 有角法

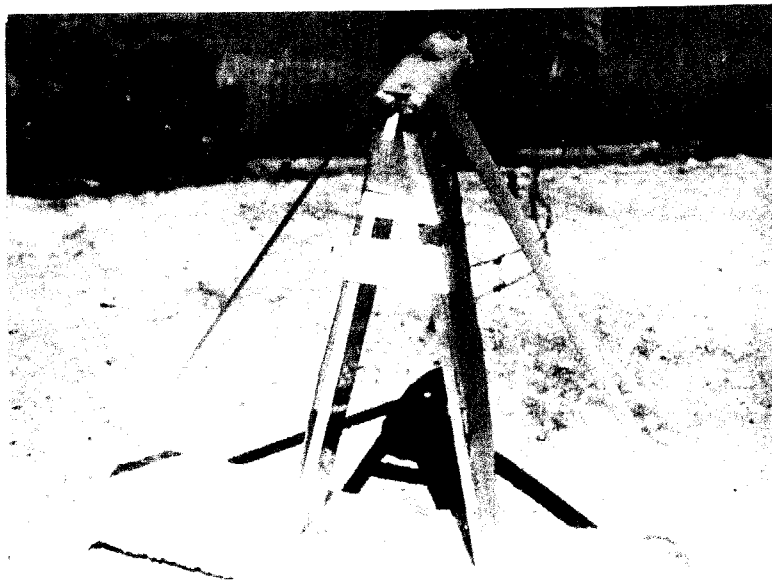


写真3.1 ジェット形状撮影用の試料

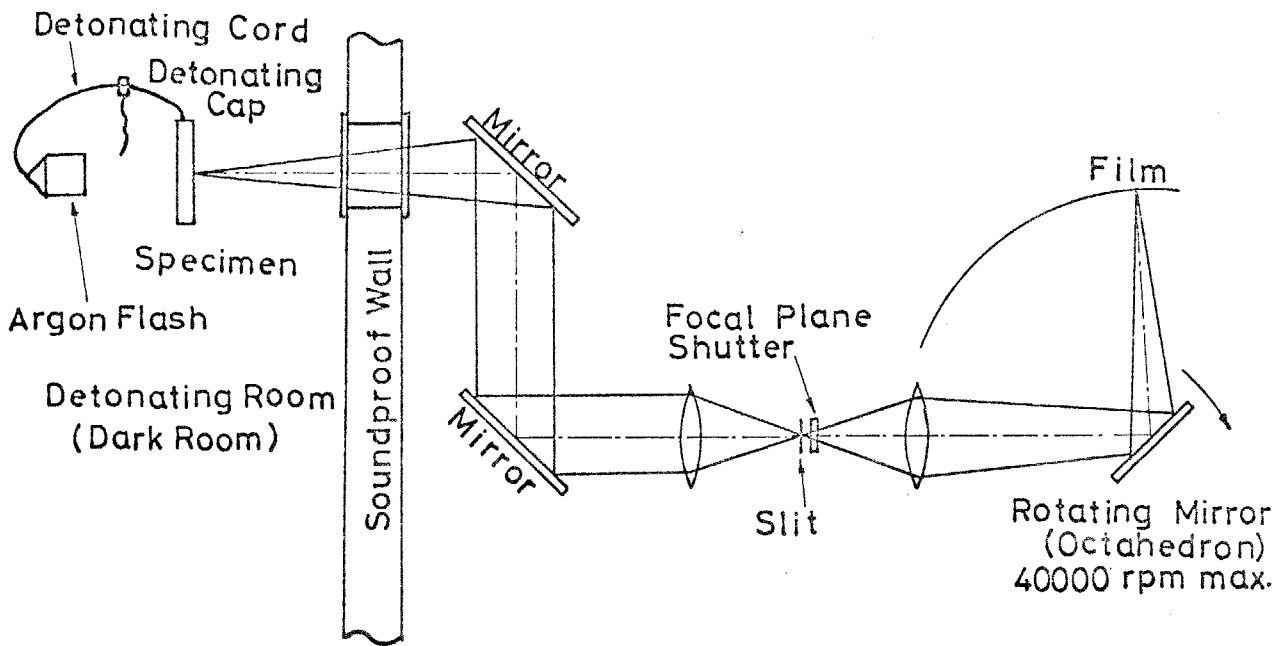


図 3.2 超高速流レカメラによる爆接の直接撮影方法

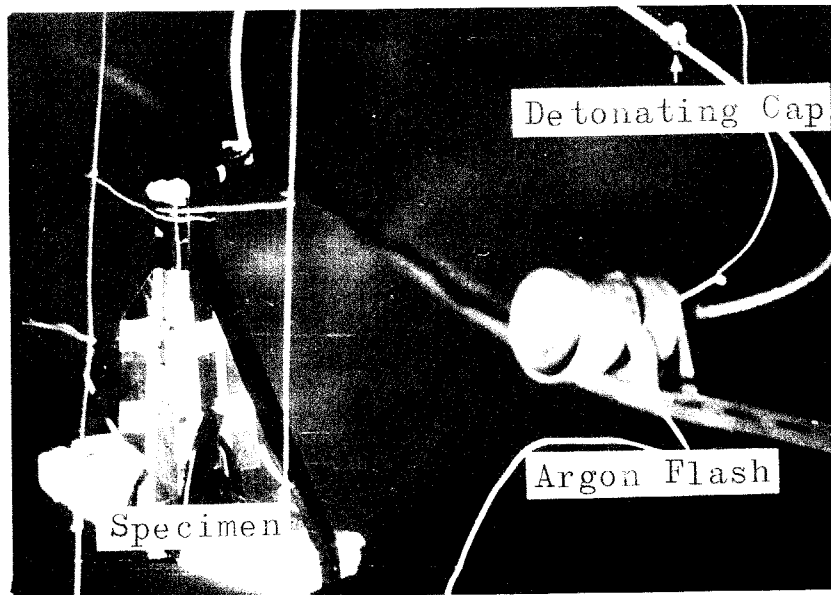


写真 3.2 爆接試料とアルゴンフラッシュの配置

部の試料ではカラーフィルムによる撮影も行なった。
フィルムはコダックハイスピードエクタクロームで、
SA 640 に増感現像した。

2.4 接合界面の観察

接合界面の波模様や金属組織の観察は、爆接方向に
料を切断し、研磨して光学顕微鏡により行なった。
の波長や傾き指数(後述)の測定はコンパレーター
精度 $1/1000$ mm) により行なった。

3.3 実験結果および考察

3.1 金属ジェット現象

i) 同種金属両面圧接のジェット形状および速度
アルミニウムを暗い室で両面圧接すると試料前方に
常に強い光が発生する。この状態を 35mm カメラで
シャッターを開放にして写した写真を写真 3.3 に示す。
真中に平れたのが初めの試料のあった位置で試料長
は 200mm である。この光は火薬の発する光よりも
るかに強く、明らかに衝突点から前方に噴き出すア
ルミニウムのジェットが空気との衝突によって発する
光である。写真 3.3 で試料の中心部が光っているから

衝突から発生するジェットであることは明らかである。同じ方法によつて撮影したニッケルの圧接ではジェットの光はアルミニウムの場合に比較し、かなり弱ものである。写真3.3のアルミニウムのジェット衝突点の前方に噴流している様子を流レカメラによつて撮影した。これを写真3.4に示す。この試料は図3.3に示す形状で、流レカメラのスリットを XX' の位置に合せた。したがつて写真3.4に示した像は図3.3の XX' で示した線状の位置の時間変化を示していることになる。写真の右側上下2点で光っているのは両金板の外側の火薬の爆発による光で、その点から6mmおくれで中心線上に先端が空気との衝突によつて発生しているジェットが現われている(写真3.4に矢印で示した)。このジェットをカラーフィルムで撮影すると先端部は青白い輝きを示している。

流レカメラのスリットを図3.3の YY' の位置に合せると、衝突点から噴流するジェットのみが撮影される。これを写真3.5に示す。横方向は時間を表わしているが、これに速度を乗ずるとその距離が求められる。このようにして求めた距離を写真3.5に図示し、白く輝くジェットの中に黒い斑点が存在している。

部分がジェットの輝いていないところと考えるよ
うに、何かによって輝いた部分がかくされていると考
える方が妥当と思われる。これらの斑点の形状はジェ
ットの飛翔方向数mm, 直角方向に2~3mmのやや
長い形である。明らかに液滴状であると考えられる。
したがってジェットは輝いた気体状の部分のほか液滴
をなしたもののから成り立っているといえる。

同種金属の両面圧接はすべてのジェットが両金属板
なす角の二等分線方向に正確に現われている。また
銅のジェットはアルミニウムのジェットに比較し、
の輝きはかなり淡く、これがあと述べる設定角 2α
が 20° 以上のときに衝撃波による輝きでなにかとい
疑いをいだかせる。

図3.3のZZ'方向に流レカメラのスリットをおけば、
の中心線状を噴流するジェットの速度が測定できる。
スリット方向にジェットがある速度で進んでいくとジ
ェット先端の強い輝きが、その像の掃引されるフィル
ム上に、傾斜した輝線として撮影される。アルミニウ
ム(5mm厚)の同種金属両面圧接で、間隙6mmの平行
走のもの($2\alpha = 0^\circ$)と設定角 2α が $10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ の
角設定の試料について撮影した写真を写真3.6に示

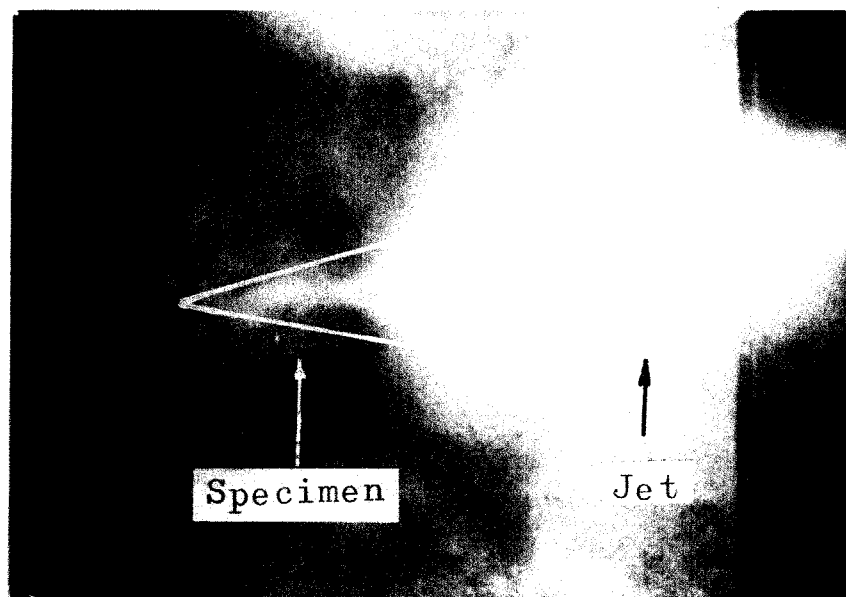


写真 3.3 35mmカメラにより撮影した金属ジェット

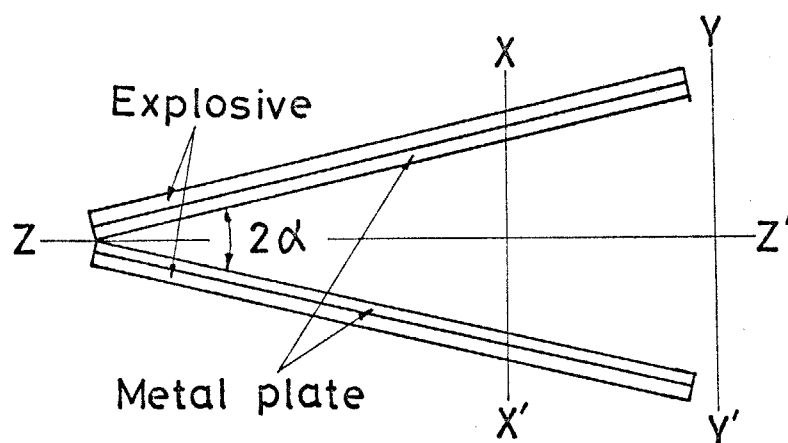


図 3.3 流レカメラのスリット位置と方向



写真 3.4 超高速流シカメラによって撮影した Al-Al
対射衝突のジェット形状
(スリット位置 X-X')



写真 3.5 超高速流シカメラによって撮影した Al-Al
対射衝突のジェット形状 (ジェットのみ撮影)
(スリット位置 Y-Y')

これらの写真にはジェット先端の強い輝きが傾斜直線として写っている。この写真を説明した図を4に示した。ジェットの進む方向に一定間隔で光を飛ばした部分があるのは、試料の外側に一定間隔のテープをはりつけて、ジェットの進む距離の基準とし、また試料の内側で輝いているのを確かめるためのものである。そのためジェットによってテープが飛ばされると、その部分は消失する。これは写真からみられる。

ジェットの速度はスリット方向に x だけ進むに要した時間 t から次式で求められる。

$$v_j = \frac{x}{t} \quad (3.1)$$

またジェットの速度は写真3.4からも求められる。この光った時刻とジェットの先端がスリットに現れた時刻との時間差 Δt を求め、試料の端からスリットに合せた位置までの距離を x_0 とすれば次式で求められる。

$$\left| \frac{x_0 \cos \alpha}{v_d} - \frac{x_0}{v_j} \right| = \Delta t \quad (3.2)$$

したがって、(3.2)式から同種金属の両面圧接のジェット

を求め、設定角 2α との関係を図 3.5 に示した。
 $2\alpha = 0^\circ$ は間隙 6 mm の平行設定の場合である。点線
 示したのは (2.1) 式から求めた衝突点移動速度で
 である。この図からジェットの種類は設定角度の増加と
 遅くなる、ということがわかる。圧接過程が完全流
 の流れで空気抵抗などが作用しなければ、衝突点が
 動き流すジェットの相対速度は流入速度に等しい。^(2.1)
 たが、 2α が小さい場合は (2.3) 式から $v_a \approx v_c$ で
 るから $v_j \approx 2v_c^*$ になる。図 3.5 の実測値では 2α
 0° の場合、すなわち平行設定の場合は銅 4 mm 厚
 $v_j \approx 1.1v_c$ 、チタン 2 mm 厚で $v_j \approx 1.3v_c$ になり、
 ジェット速度の理想状態に比較してかなり遅い。しか
 2α が 10° になると $v_j \approx 1.8v_c$ 位になり、 v_j が $2v_c$
 近づく。設定角が小さいとき v_j が $2v_c$ よりかなり
 小さくなるのは、狭い間隙をジェットが高速で飛翔
 するため空気との抵抗がとくに大きくなるためと考え
 られる。

アルミニウム 5 mm 厚で $2\alpha = 10^\circ$ のとき $v_j = 2.0v_c$
 あり、写真 3.6 に明らかにジェットの先端の強い光

(2.3) 式により正確に計算した場合はアルミニウム 5 mm 厚で
 $2\alpha = 30^\circ$ のとき $v_j = 1.95v_c$ になる。



写真3.6 Al-Al対称衝突におけるジェット速度を測定するための流レカメラ像

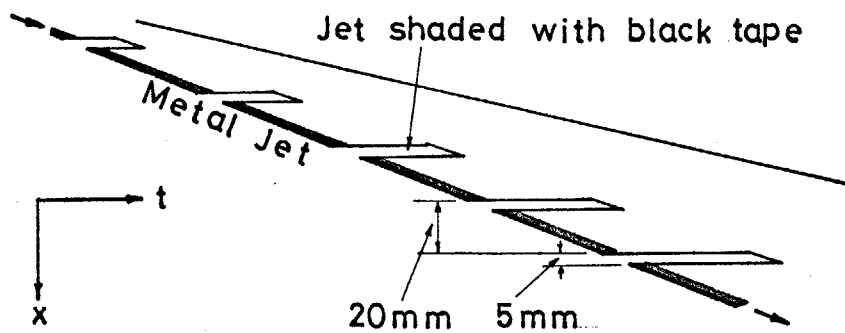


図3.4 写真3.6の説明図

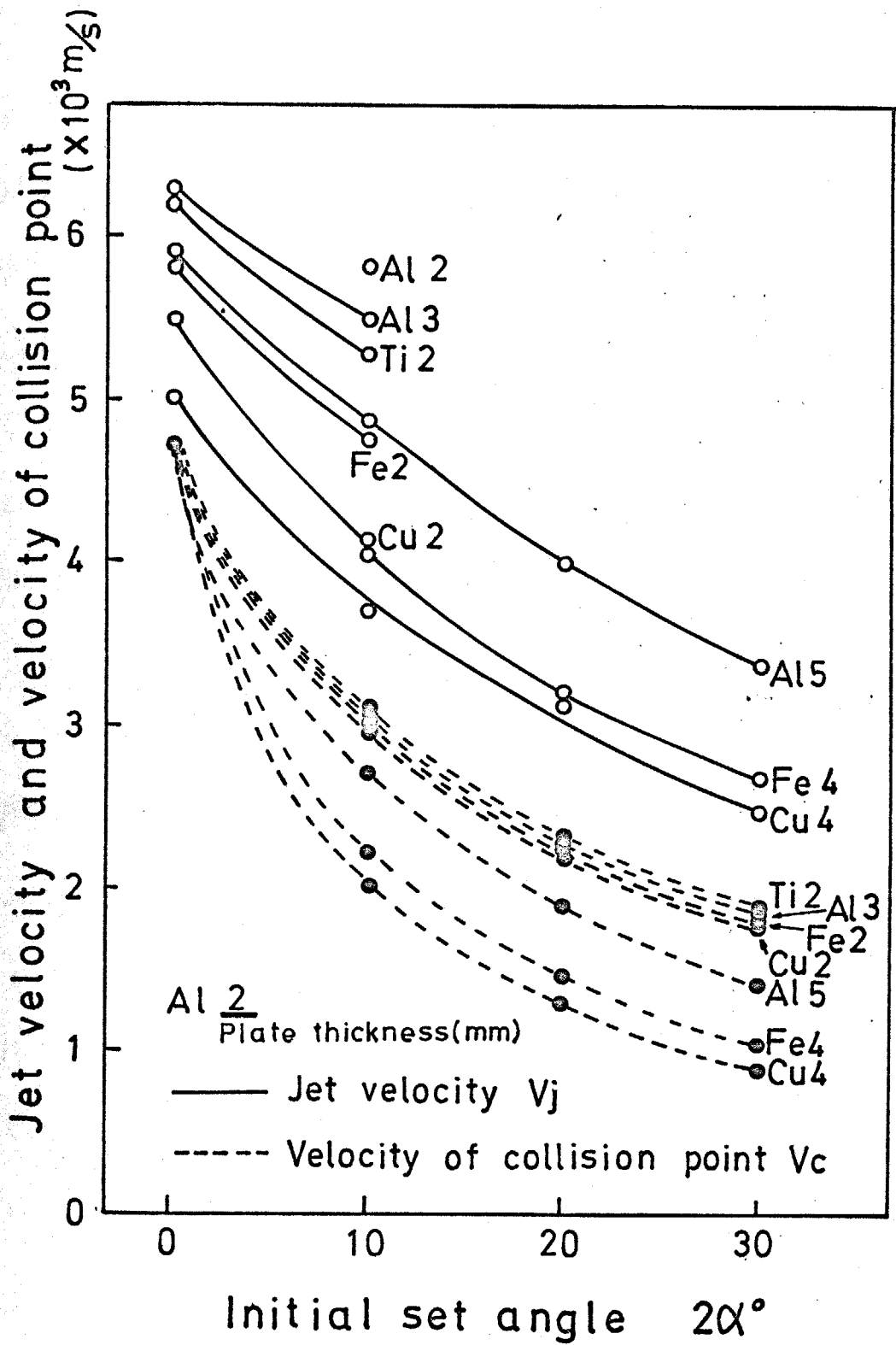


図 3.5 同種金属両面圧接におけるジェット速度および衝突点移動速度と設定角との関係

命令が写っている。しかし $2\alpha = 30^\circ$ になると v_j は
 v_c になり、また写真 3.6 にもジェット先端の
 光が写っていない。銅 4mm 厚、鉄 4mm 厚で $2\alpha =$
 30° ではフィルム上のジェットの輝きが弱くなり
 解析が困難になる。この像はジェットの輝きでなく、
 火薬の爆発によって生じた衝撃波の波面の輝きでな
 いということが考えられる。衝撃波がアルゴン中を通
 るとその波面は強く輝く（この現象をアルゴンフ
 ラッシュで使用している）、したがって空気中にお
 び存在しているアルゴンによって衝撃波面が淡い光を
 放つことはじゅうぶん考えられる。もし衝撃波によ
 り光を撮影しているとしたら、衝撃波がスリットを横
 切る点の移動速度（両金属板の二等分線に沿った方向
 の速度）が図 3.5 に示したジェットの速度にほぼ等し
 くなるはずである。この速度を計算するため衝撃波の
 速度を測定した。図 3.6 のように火薬と金属板を設定
 し、流れカメラのスリット的位置を X, X' に合わせて撮
 影を行なった。衝撃波を影絵写真として撮影するため
 アルゴンフラッシュを使用した。このようにして撮影
 した写真を写真 3.7 に示す。C 点で金属板の表面から
 衝撃波は表面からはなれるにしたがい速度が減少

ている。これにより板の飛翔の形，衝撃波の状態を示すと図3.6に示したようになる。この衝撃波の均速度はアルミニウム5mm厚で1750 m/sec，鉄4mm厚で1600 m/sec，銅4mm厚で1500 m/secになる。これらの速度は各金属板の飛翔速度の約3倍である。この値により衝撃波が両金属板の2等分線上を移動する速度は銅，鉄で $2\alpha = 20^\circ$ のとき約3200 m/sec， $2\alpha = 30^\circ$ のとき約2700 m/secとなる。この値は銅，鉄のジェット速度として測定した図3.5の値にほぼ一致する。このときはジェット速度とみなした図3.5のアルミニウム5mm厚の $2\alpha = 30^\circ$ の値および銅，鉄4mm厚の $2\alpha = 20^\circ, 30^\circ$ の値が実際は衝撃波がスリット上を移動していく速度で，実際のジェットは速度も遅く光もいため衝撃波の光に埋れてしまったことがじゅうぶんに考えられる。しかしフィルムに写った光がジェットの発する光であるとしても，それを区別することは実上不可能である。

図3.7にそれぞれの設定角のときの v_j と板厚 h および密度 ρ との関係を示す。 h および ρ が大きくなるにたがって v_j は減少している。図3.5では設定角度 2α とジェット速度 v_j との関係を示したが，図3.8に

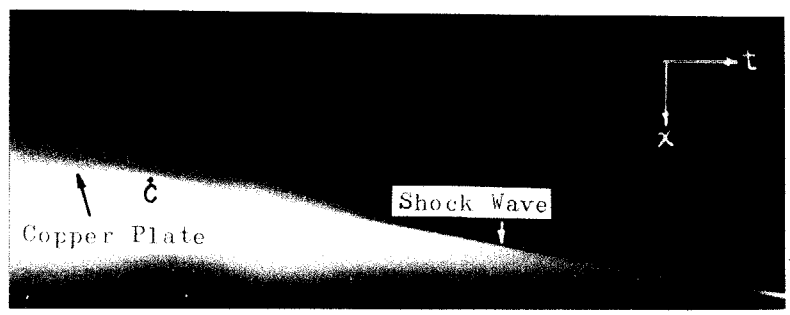


写真3.7 銅板を通過した衝撃波の流レカメラ像

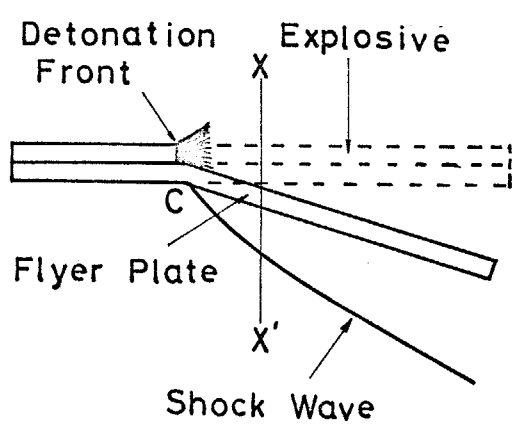


図3.6 写真3.7の説明図

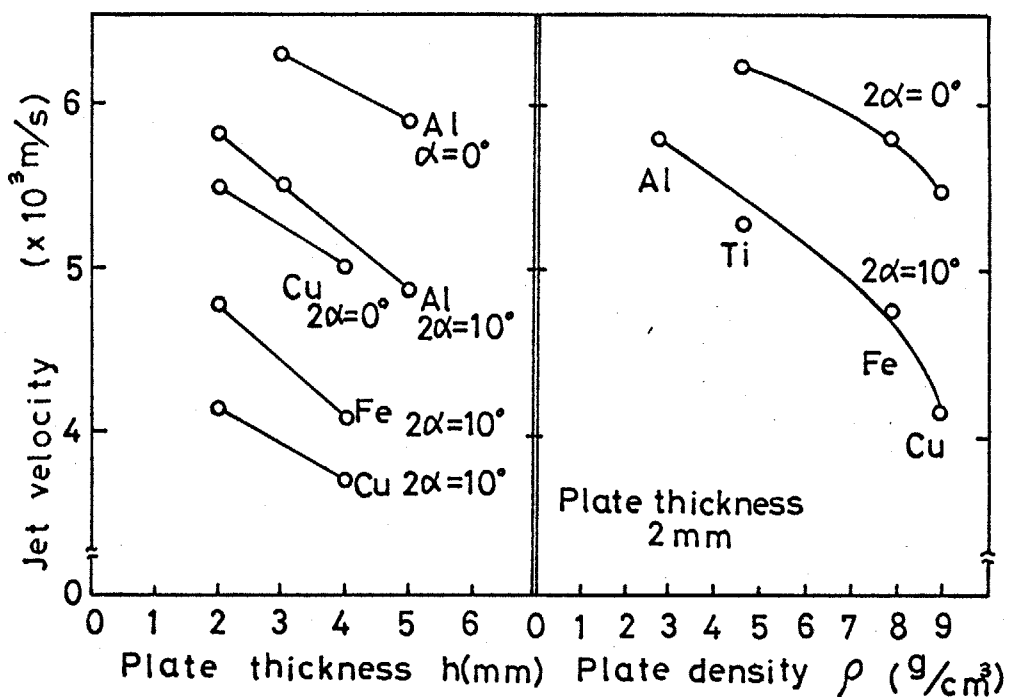


図3.7 ジェット速度と金属板の板厚および密度との関係

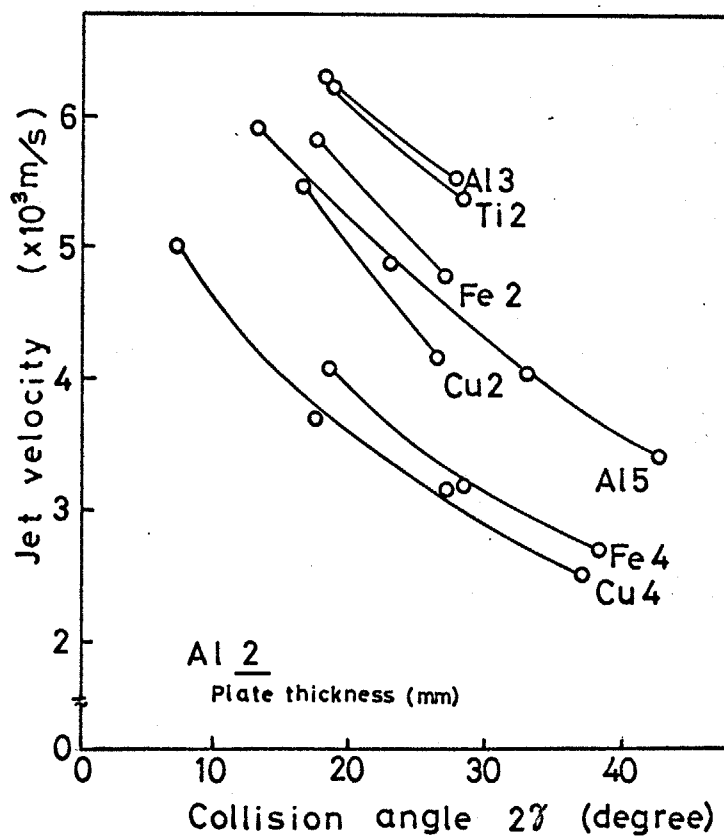


図3.8 ジェット速度と衝突角度 2γ との関係

衝突角度 2γ ($\gamma = \alpha + \beta$) と v_j の関係を示した。図 3.5 によると同種金属でも衝突角度が等しいとき、板厚が異なれば v_j にかなり開きが生じ、図 3.5 の設定が等しいときに生ずる差よりも大きい。しかしこれ板厚が変わると γ が等しくても曲がり角 β が異なるため (2.1) 式からわかるとおり衝突点移動速度 v_c がそれぞれ異なり、くるためである。したがって衝突角のみで v_j の大きさの比較はできない。

ii) 異種金属両面圧接のジェット形状および速度
 写真 3.8 に Al-Zr, Cu-Fe, Fe-Mo, Fe-Ti, Mo-Ni の両面圧接によるジェット形状を示す (設置角度 $2\alpha = 10^\circ$)。撮影方法は写真 3.4 の方法と同じである。ここでジェットはアルゴンフラッシュの影絵として写っている。Al-Zr, Fe-Mo のジェットの先端は写真 3.8 の写真の上ではほぼ両金属の中央部にみられるが、ほかの組合せはどちらかの金属の方に傾いている。この写真上のジェットの先端の位置と (2.5) ~ (2.7) 式によって計算した衝突点の移動方向および図 2.8 に示した金属板の曲がり角などから、火薬爆発がある位置まで進んだときの金属板の形状、ジェットの噴流方向を求めた。図 3.9 にこれを示す。こ

の中で接合した部分の金属が設定位置からずれて
 が、これは両金属板が衝突後運動量保存則にした
 て動くと考え、計算から求めた。写真3.8で両金
 属の中央部にみられる Al-Zr, Fe-Mo のジェット
 写真3.9では Zr, Mo 側に傾いている。ここであげた
 金属の組合せ以外に Ti-Ni などの組合せでは、ジェッ
 トの片寄りが大きく金属板に沿ってジェットが噴流す
 る場合もある。Ti-Ni の例を写真3.9に示す。ジェ
 ットは Ni 母材に沿って噴流している。このようなジ
 ットはあとで述べる片面圧接でもみられる。また間
 接圧接の場合にジェットが広がる場合もある。
 大部分の金属組合せはジェットの噴流方向は一定の
 方向性を示している。このジェットの片寄りの程度を
 図3.1にジェットの偏向指数として示した。これは図
 9の Al-Zr のところを示したように両金属の衝突
 角 $\gamma' (= 2\alpha + \beta_1 + \beta_2)$ と、ジェットと密度の大きい方
 の金属板のなす角 θ を測定して、その比 θ/γ' をジェッ
 トの偏向指数とした。この値が 0.5 のとき両金属のな
 角の二等分線方向にジェットは飛翔し、0 あるいは 1
 に近いほどジェットは片寄って飛翔しているといえ
 る。表3.1 から Ni-Cu を除いた、他の組合せのジェッ

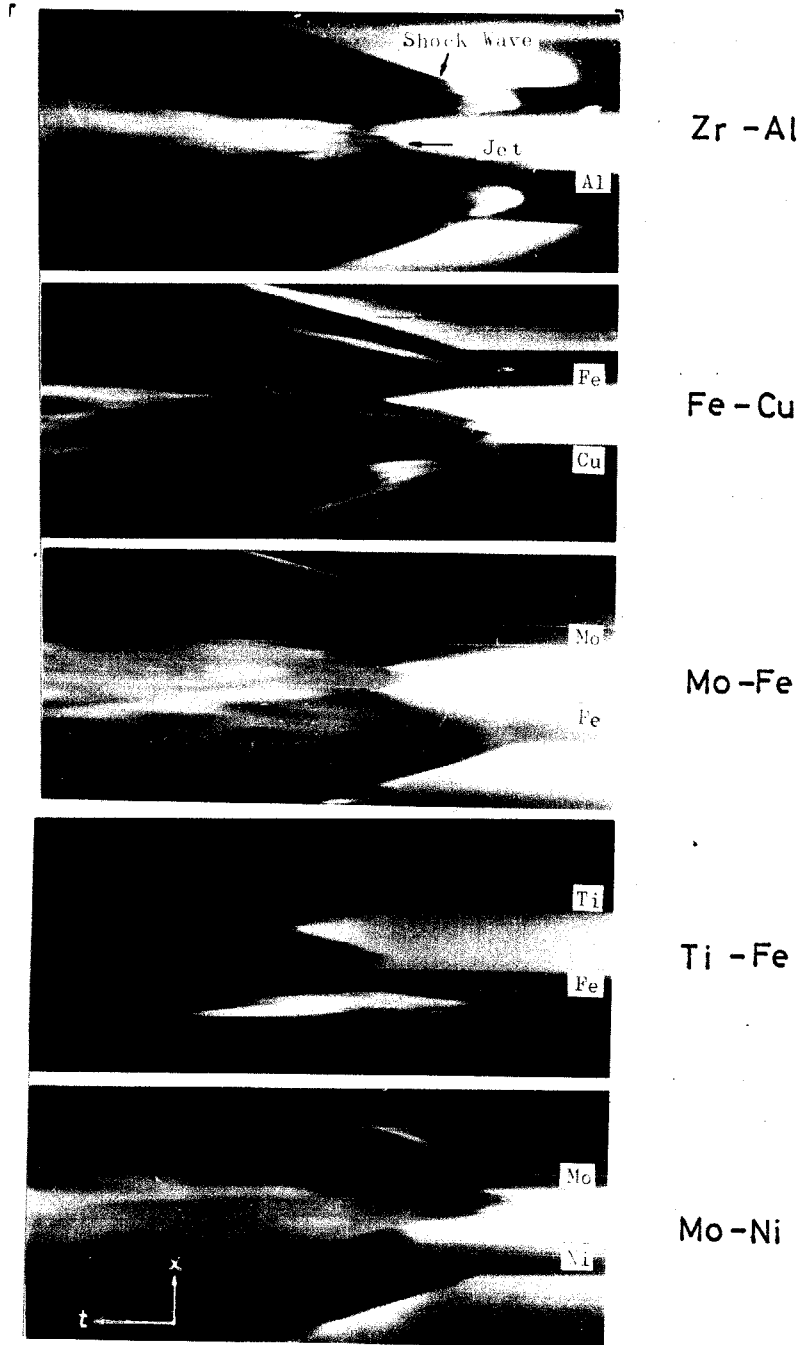


写真3.8 超高速流カメラによって撮影された
異種金属組合せにおけるジェット形状

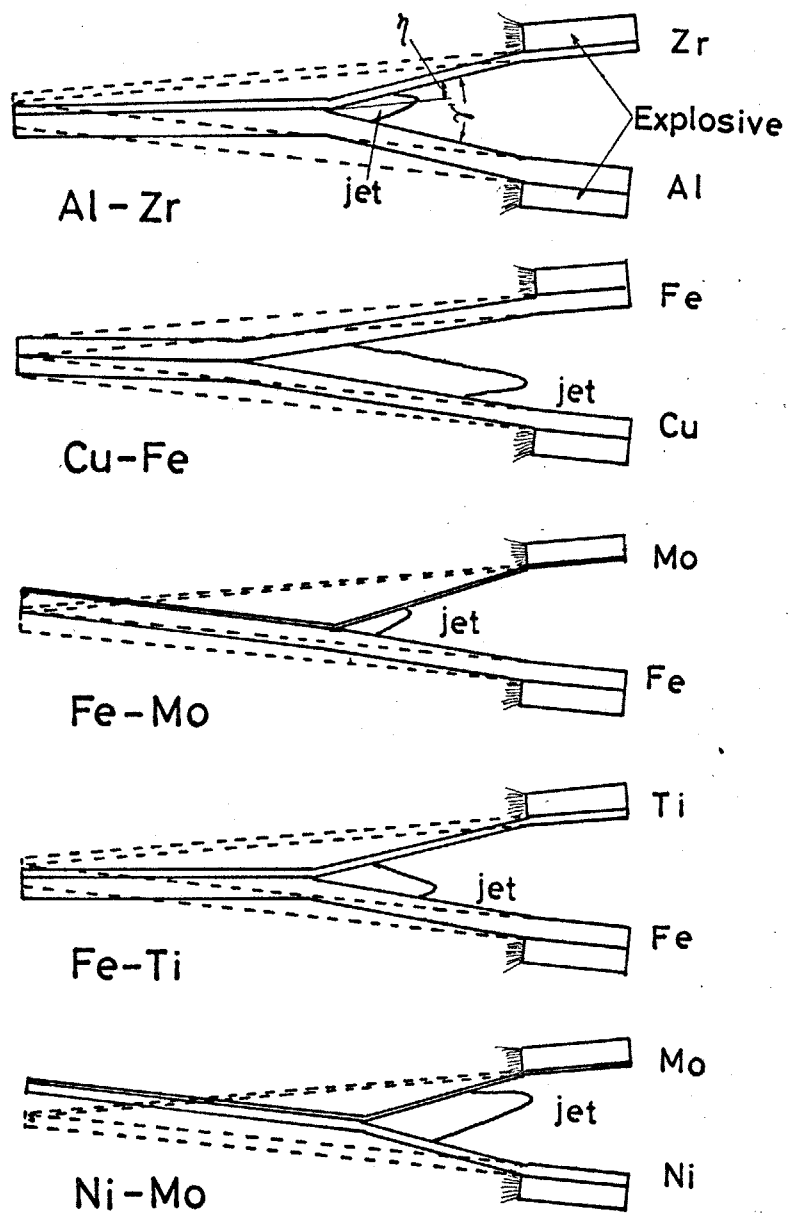


図3.9 写真3.8から求めたある瞬間における両板の衝突状態とジェット形状および方向

偏向指数は0.5より小さい。すなわちジェットは密度の大きい金属の方に傾いていることが明らかである。したがってNi-Cuはその密度差が非常に小さい。このジェットの偏向指数を両金属の密度比および融点比と比較した。図3.10に偏向指数と密度比 ρ_1/ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$) の関係を示した。Ni-Cu以外偏向指数は0.5より小さいが、ほかには密度比との間には規則的な関係はみいだせな。また融点比との比較を行なうが規則的な関係はみいだせな。

表3.1には(2.8)式で計算した衝突点方向の角度 δ (2.7)式で計算した衝突点移動速度 v_c を示した。また(3.2)式で計算したジェット速度 v_j と比 v_j/v_c を示した。ジェット速度は大部分3600~4500 m/secで v_j/v_c も1.3~1.6になる。この値は図3.5に示した設角度が10°の同種金属組合せで v_j/v_c が1.4~1.8であったのに比較していくらか小さい。この比 v_j/v_c と金属の密度比とはあまり関係ないようである。

iii) 片面圧接のジェット形状

同種、異種金属組合せの片面圧接を行ない、流れ方によってジェット形状を撮影した。圧接するとき板を約10mm厚さの鋼板に接触させ、圧接後の試料

Metal combinations	Velocity of collision point v_c m/sec	Direction of collision point δ degree	Jet velocity v_j m/sec	$\frac{v_j}{v_c}$	Inclination of ratio of jet flow
Al-Cu	2300	3.5(Cu)	3630	1.58	0.17(Cu)
Al-Fe	2500	4.0(Fe)	3600	1.44	0.31(Fe)
Al-Ni	2790	4.2(Al)	3800	1.36	0.45(Ni)
Al-Ti	2920	4.0(Al)	3660	1.24	0.42(Ti)
Al-Zr	2870	4.1(Al)	3760	1.31	0.30(Zr)
Cu-Fe	2120	4.5(Cu)	4530	2.14	0.18(Cu)
Cu-Mo	2960	2.1(Cu)	5220	1.77	0.30(Mo)
Cu-Ni	2590	3.0(Cu)	4500	1.73	0.95(Ni)
Cu-Sn	2630	3.0(Cu)	3550	1.35	0.37(Cu)
Cu-Ta	2870	2.2(Cu)	5800	2.02	0.31(Ta)
Cu-Ti	2630	2.7(Cu)	3300	1.25	0.30(Cu)
Fe-Mo	2960	2.3(Fe)	3500	1.19	0.19(Mo)
Fe-Ni	2590	3.2(Fe)	3700	1.45	0.11(Ni)
Fe-Pb	2500	3.4(Fe)	3700	1.48	0.18(Pb)
Fe-Ta	2920	2.5(Fe)	5370	1.84	0.26(Ta)
Fe-Ti	2730	3.0(Fe)	3800	1.39	0.21(Fe)
Mo-Ni	3150	3.7(Ni)	4700	1.49	0.28(Mo)
Ni-Ti	3060	4.5(Ti)	4400	1.44	0.07(Ni)
Ni-Zr	3010	4.7(Zr)	5350	1.78	0.26(Ni)
Pb-Sn	3010	4.5(Sn)	3700	1.23	0.33(Pb)
Ti-Zr	3150	4.7(Ti)	4300	1.35	0.11(Zr)

(注) (1) 衝突角度は10° () 内に示した金属と衝突点の方向の角度 5°中心線と
(2) () 内に示した金属とジェットとの衝突角度の値

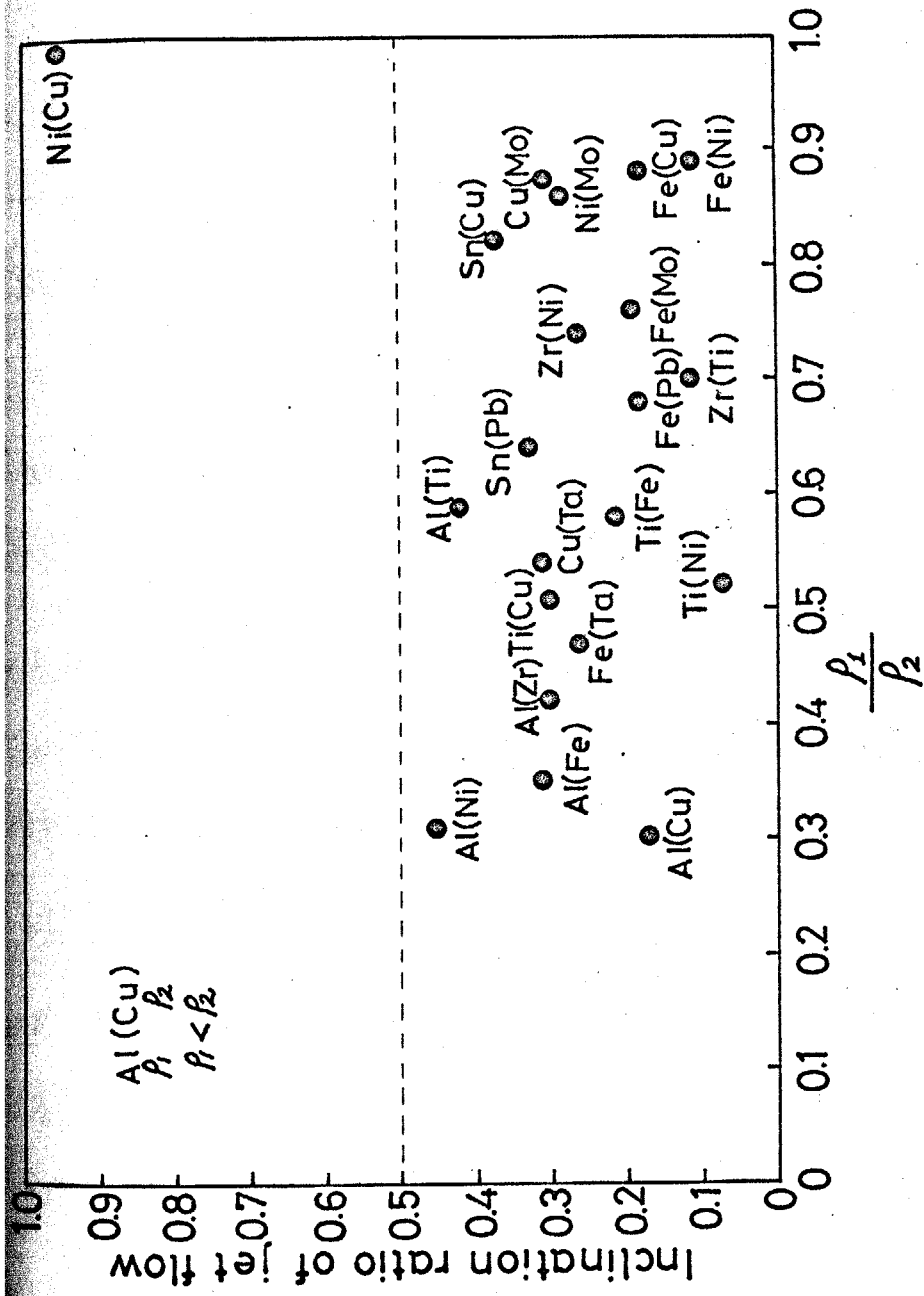


図3.10 密度比 ρ_1/ρ_2 とジェット偏向指数の関係

飛翔を防いだ。このようにして撮影した例を写真3.11に示した。いずれもジェットは上板に流れているのがみられる。Cu-Ni, Cu-Ti について、
 両面圧接、下板を互いに逆にしてジェットを観察した結果、Cu-Ni では Cu を上板にしても (写真3.10) Ni を上板にしてもジェットは上板に沿った方向に噴流している。Cu-Ti では Cu を上板にしたときはジェットが上板に沿って出ているのが明りように認められる。Ti を上板にすると下板の Cu に沿ってジェットが噴流しているのが、不鮮明であるが認められた。ジェットの噴流方向は Cu-Ti の場合 Cu の方向に出る両面圧接と同じであるが、密度のほとんど同じ Cu-Ni の場合は明らかに上板に沿って出やすいことを示している。これが写真3.10に示した Fe-Cu でも明らかになり、両面圧接では Cu の方向に沿って流れ出ているが、写真3.10では上板の Fe に沿って出ている。写真3.11に示した同種金属の Cu-Cu の場合もこの傾向はみられる。実験数が少ないのではっきりとした結論は出せないが、片面圧接のジェットは同種金属である場合は密度差の小さい異種金属の組合せの場合よりすなわち飛翔金属板に沿って出やすく、Cu-Ti

うに密度差の大きい組合せでは、密度の小さいTi板にしたときジェットは下板に沿って噴流しやすい。

真3.12はMo-FeのMoを上板にしたときの圧接の瞬間X線写真である。衝突直前方にジェットが流れているのがみられる。流レカメラで撮影した写真のMo-Feのジェットのように先端がはきりがない。

上片面圧接におけるジェットの挙動について述べる。このジェット現象はあとで述べる両面圧接の場合以上に理論的に説明できない。

2 接合界面の波模様

同種金属両面圧接の接合界面の波模様

真3.13にFeおよびCuのそれぞれの同種金属圧接接合界面附近の金属組織を示す。Feの接合界面の結晶粒は細長く伸び、接合界面は対称な正弦曲線を示している。波頭部から衝突方向と逆方向に黒くみられるが、この線を詳細に観察すると渦巻きが達まされており、そのまわりの小さい結晶粒（粒と思われる。第5章参照）もそれに沿って渦

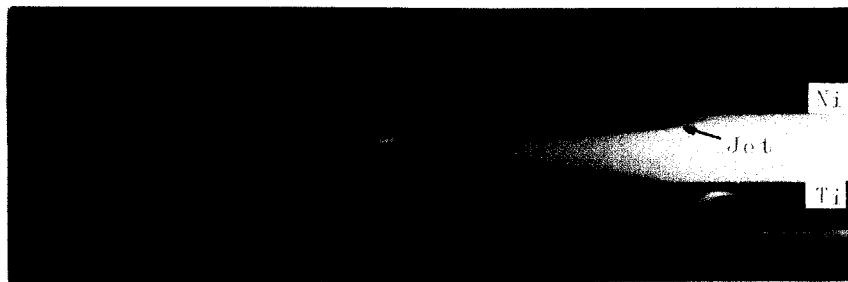


写真 3.9 超高速流カメラによって撮影した Ni-Ti の
ジェット形状

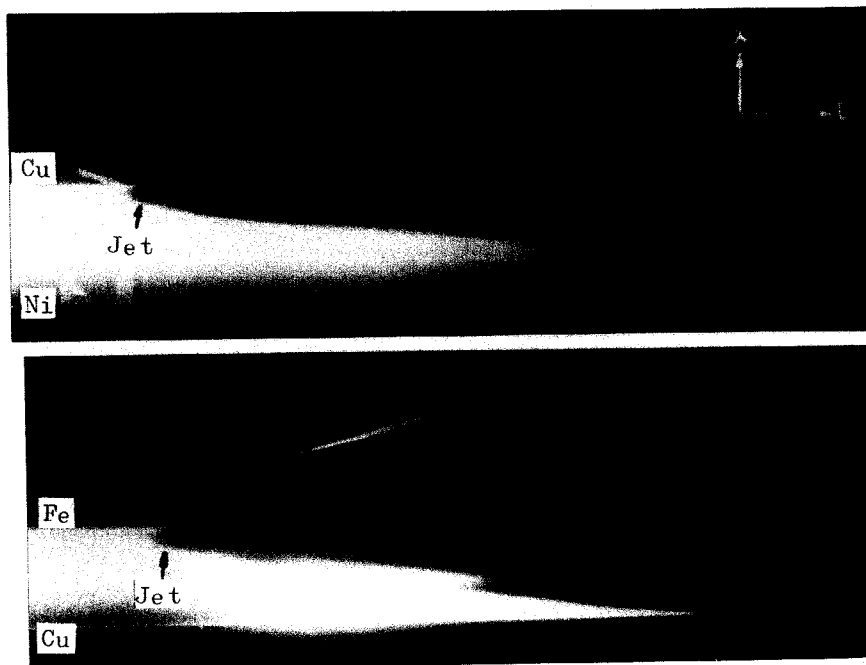


写真 3.10 超高速流カメラによって撮影した異種金属
組合せにおける片面圧接時のジェット形状

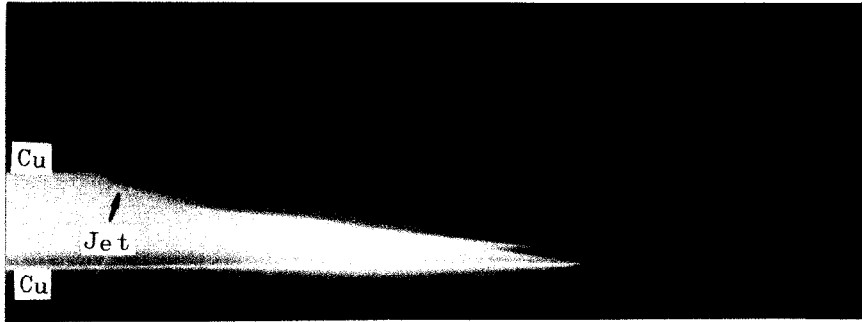


写真3.11 超高速流カメラによって撮影した Cu-Cu
における片面圧接時のジェット形状



写真3.12 Mo-Fe 組合せにおいて発生したジェットの
瞬間X線写真

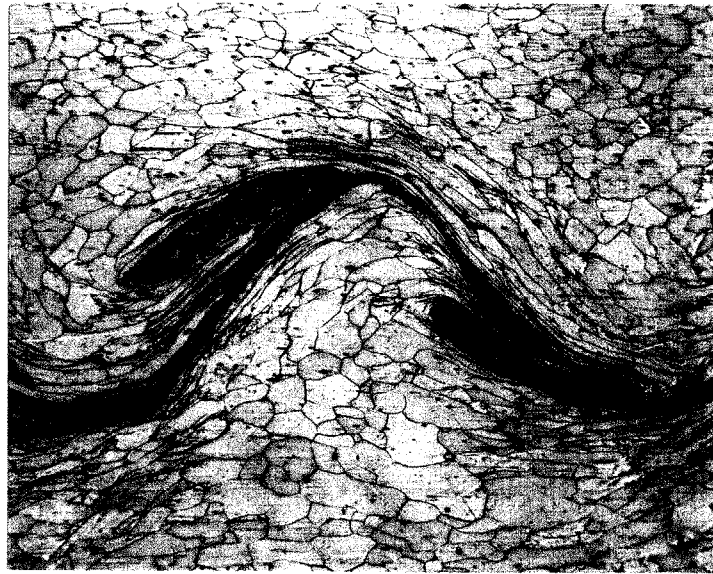
状を呈している。(この渦巻き部分をまき込みとする) Cuの接合界面もFeの場合と同様に波状を示しているが、まき込み部は溶けて鑄造組織を呈している。溶融層が生成される場合は火薬量が多すぎて金属板に与えられるエネルギーが過剰なためとされている。Feの場合もまき込み部が溶ける場がある。

同種金属の両面圧接の波状模様ほどのような金属組織の場合もほぼ同じ形を示している。

衝突角度が大きくなると、波状が消失して直線状界面を示す。写真3.14にFeの場合を示す。接合界面近の結晶粒は非常に細長く伸びており、その方向は接合方向になっている。

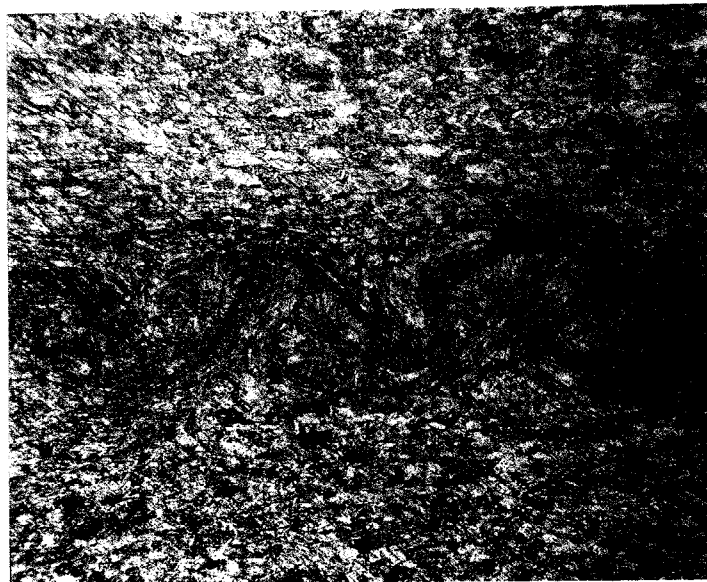
直線状界面と波状界面の結晶粒の流れの状態をFeの場合について概略的に示すと図3.11のようになる。結晶粒の流れっていく方向は直線状界面の場合、爆接方向向き接合界面に吸い込まれるようになっている。波状界面のときは、その方向はまき込み部の渦に向いているようである。直線状界面の結晶粒の流れについてはK. Kellerらが詳しく論じている。

このような同種金属の両面圧接の接合界面模様は、



(a)

x 50



(b)

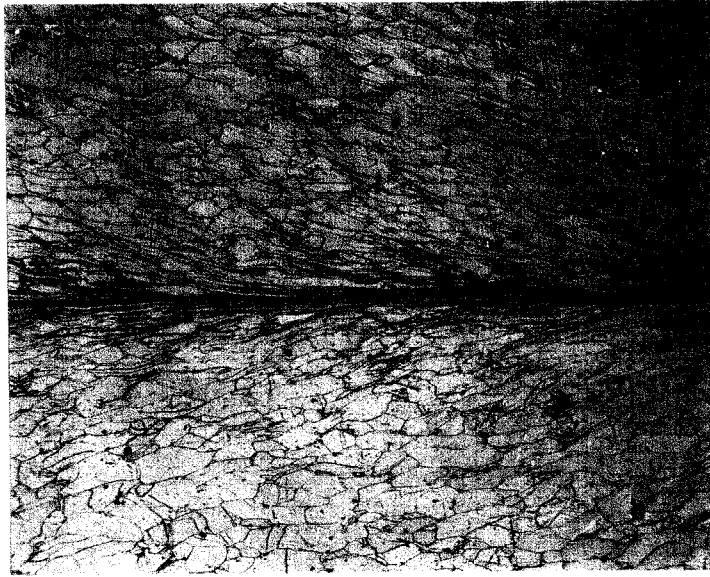
x 50

—————→ 衝突方向

写真3.13 同種金属圧接界面の波模様

(a) Fe-Fe

(b) Cu-Cu



X100

写真3.14 Fe-Feの直線状接合界面

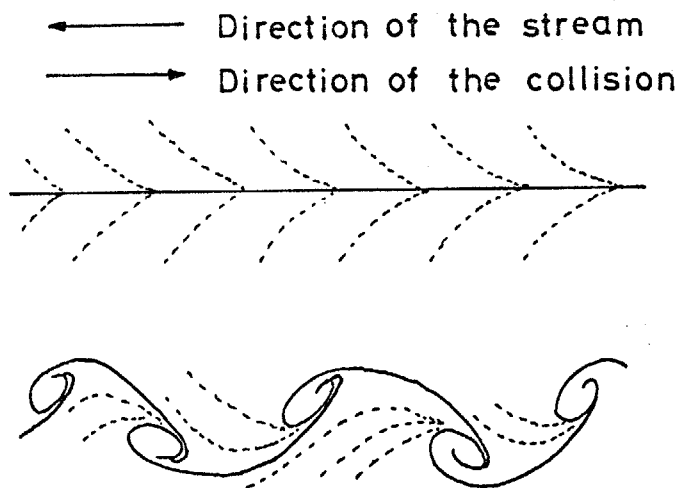


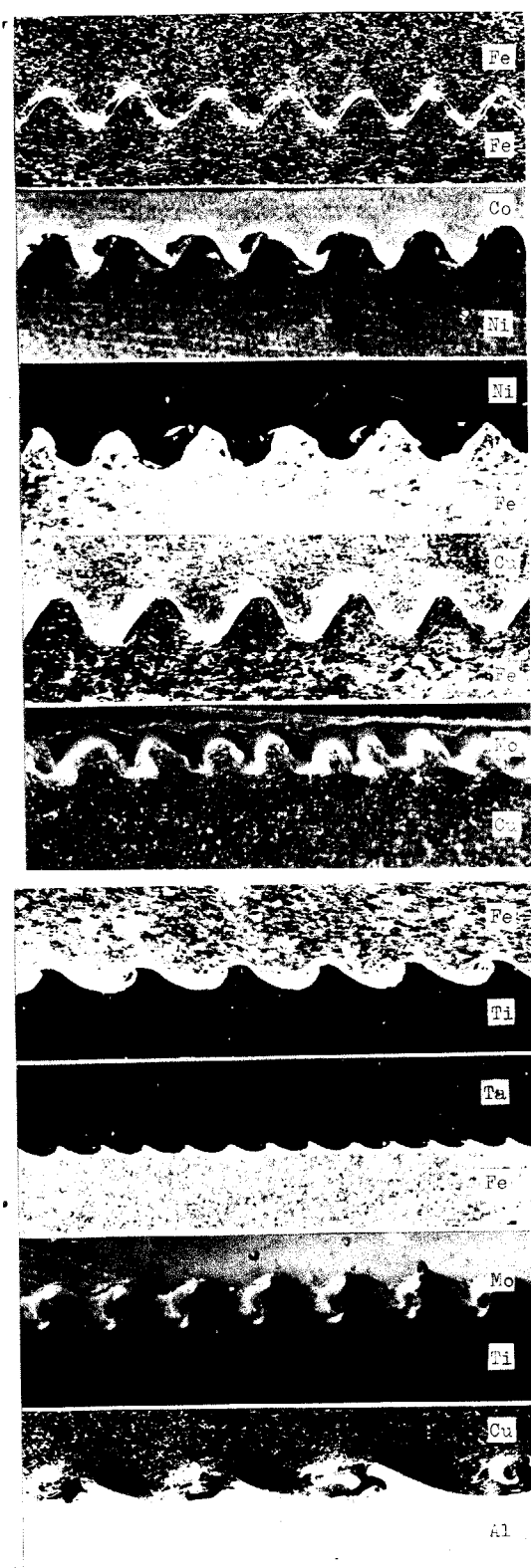
図3.11 同種金属圧接の接合界面の
塑性流動状態

章で述べる波の生成機構の理論の有力な証拠とし

(1) 異種金属両面圧接の接合界面の波模様

異種金属の組合せによる接合界面に生成される波模様は同種金属組合せの場合のような正弦曲線状から、非常に大きい値を示すものまで組合せる金属の範囲によつて広範囲にみられる。種々の異種金属組合せにおける接合界面の波模様を写真3.15に示す。これによると Co-Ni から Ni-Fe までの波の形はよく似ており波の値はほとんどみられない。Fe-Cu では値が Mo-Cu になると波の値がはつきり認められるようになる。Fe-Ti からは波の形は正弦曲線からはずれ、波頭部が大きく値はじめる。Al-Fe や Al-Fe は波の部分完全に渦巻き状を呈している。次にこれらの波の形を詳細に観察する。

Co-Ni, Nb-Fe, Ni-Cu は Fe-Fe の波模様によく似ており、ほぼ正弦曲線を呈している。このような波模様は軟鋼にステンレス鋼などを爆着したクラックの接合界面に一般にみられる。また込み部の位置は Fe-Fe とほぼ同じ位置に現われている。Co-Ni の顕鏡写真を写真3.16に示す。また込み部は完全に

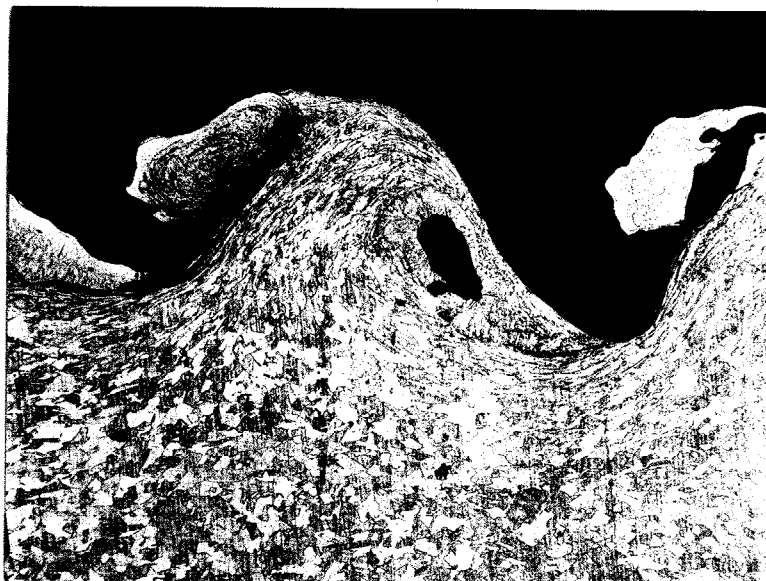


→ 衝突方向
← 流れ方向

写真 3.15 異種金属圧接界面の波模様

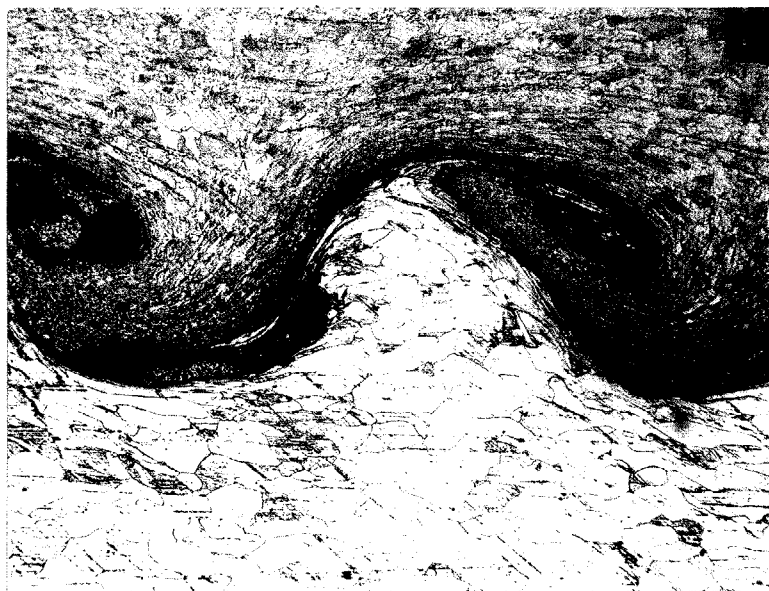
っている。写真 3.13 に示した Fe-Fe のように右下
 上にあるまき込み部は完全に対称といえない。Cu
 も Co-Ni とほぼ同じ位置に溶融層が現われて
 が、硝酸 10% 溶液のエッチングによって Cu 側
 融層は黒く着色するが、Co 側の溶融層は着色しな
 ければ溶融層の組成が異なっているためではない
 と思われる。溶融層については第 5 章に詳しく述べ

Ni-Fe, Fe-Cu の接合界面の波模様は Fe-Fe
 より正弦曲線状からはずれ波が少し傾いている。
 写真 3.17 は Cu-Fe の顕微鏡写真を示す。まき込
 めの位置を見ると、Cu 内にまき込んだ部分の方が
 Fe 内にまき込んだ部分より大きくなっている。Cu 内
 のまき込み部にははっきりした渦模様が現われている。
 傾度差が大きくなる Fe-Ti をどから波の形が正
 弦状から大きくはずれてくる。写真 3.18, 写真 3.
 19 に Fe-Ti と Fe-Ta の例を示す。どちらも波が
 傾いている。まき込み部が生成される位置は、
 Fe-Ti では Fe 内に、Fe-Ta では Ta 内である。傾
 度の小さい組合せの場合、写真 3.16 の Co-Ni のよ
 うにまき込み部は Co 内 Ni 内の両方に現われている



x50

写真3.16 Co-Niの接合界面の波形



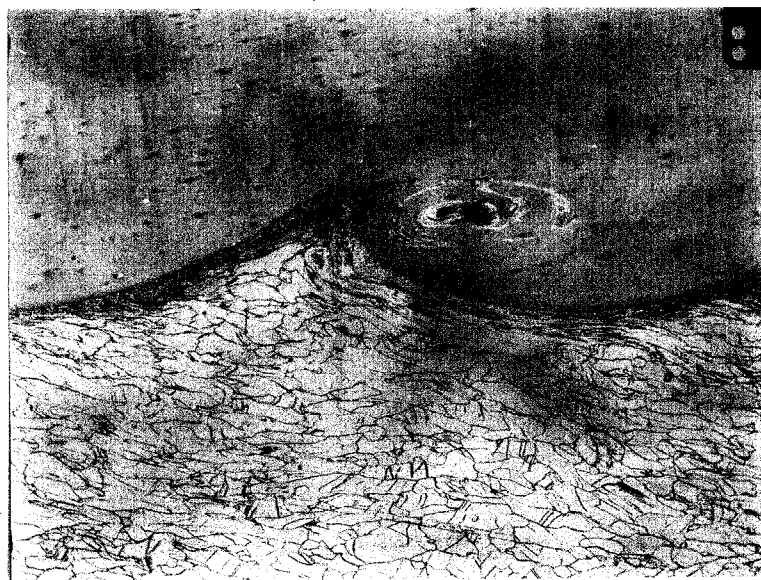
x50

写真3.17 Cu-Feの接合界面の波形



x50

写真3.18 Ti-Feの接合界面の波形

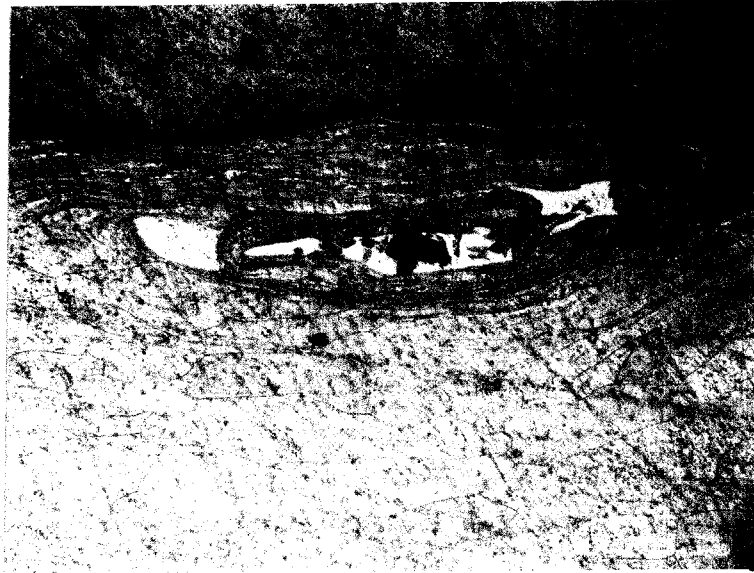


x100

写真3.19 Ta-Feの接合界面の波形

密度差が大きくなると密度の大きい方の金属内に
まき込み部が現われるようになる。このような場合
写真3.17のCu-Feあたりから現われている。
密度差が非常に大きいFe-Al, Cu-Alになると、
大きくぼける。写真3.20にFe-Alの顕微鏡写真
す。波けがかなりぶれた形になり、まき込み部は
に大きい渦を形成している。

ままで述べたように異種金属圧接の場合、両金属
密度差が大きくなるにしたがい波はぼれていく。写
3.15に示したように接合方向を一定にし、密度の大きい
金属を上側にしてみると、波のぼれる方向は一定方
なる。これらの波の形は図3.12の2つの形にほ
まれることになり、全く反対のぼれを示す組合せ
ら、た。ここで密度の小さい方の金属の波の波頭
ら、その波の最佳部までの距離を λ 、そして波頭
ら波頭部までの距離すなわち波長を λ とすれば、
 $(\lambda - \xi)/\lambda$ を波のぼれの状態を示す一つの指標とする
ができる。図3.12(a)のあまりぼれのない正弦波状の
は $(\lambda - \xi)/\lambda$ が0.5に近い値になり、(b)のよう
にぼれてくると、0.5より小さくなり0に近づ
表3.2に各金属組合せの ρ_2/ρ_1 ($\rho_2 > \rho_1$) の値と $(\lambda - \xi)/\lambda$



X100

写真 3.20 Al-Fe の接合界面の波形

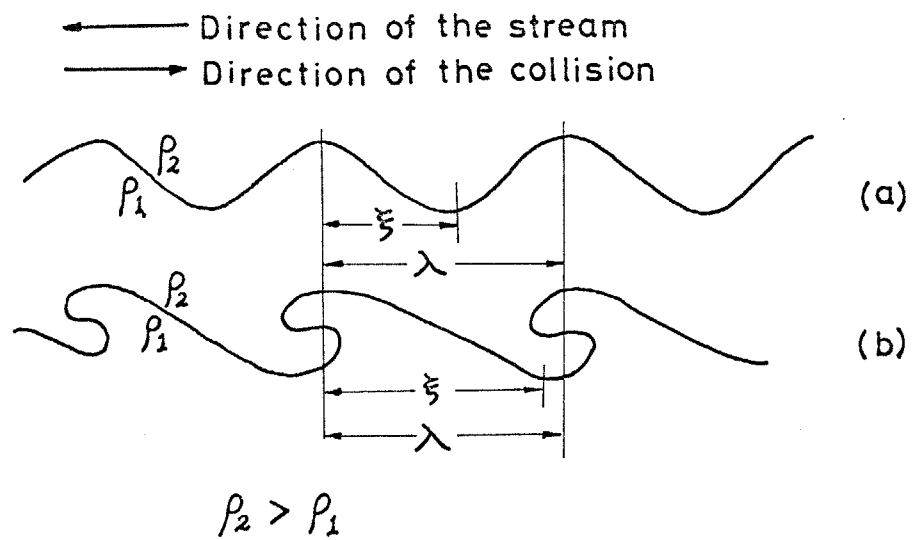


図 3.12 異種金属圧接の接合界面の波の傾き

を示した。こゝで Cu-Al と Fe-Al は図 3.12 (b) 形が異なりその値がとれなかつたので $(\lambda - \xi)/\lambda$ の示さなかつた。これらの値の間の関係を示したのが図 3.13 である。図 3.13 に黒丸で示したのは同種金属接合の場合である。測定値にはばらつきがあるが、 ρ_1/ρ_2 が小さくなるにしたがって $(\lambda - \xi)/\lambda$ の値は小さくなる。

の値が大きくなると波はつぶれたような形になる。波長に比して波高が小さくなる傾向がある。表 3.1 に波高と波長の比も示した。これと ρ_1/ρ_2 の関係を図 3.14 に示した。各測定値は図 3.13 ほどまとまっていなかつた。 ρ_1/ρ_2 の値が小さくなるほど波高/波長の比は小さくなる傾向がみられる。

に波の対称性について考えてみる。Hunt は同種金属接合では波は対称的になり、異種金属接合では波の形は非対称になり、波の尖った波頭が密度の低い金属側に向いてゐることを指摘してゐる⁽¹⁰⁾。この研究もそのような傾向が認められた。Fe-Fe など同種金属接合では前に述べたようにほぼ完全に対称で、Ni など密度の似た金属接合でもほぼ対称的である。しかし密度のかなり異なる Fe-Ti, Fe-Ta など

表3.2 各組合せにおける密度比, 波の傾き, 波長 および
波高と波長の比

Metal combinations	ρ_1/ρ_2 ($\rho_1 < \rho_2$)	Wavelength λ (mm)	$\lambda - \delta/\lambda$	Amplitude/ Wavelength
Co-Ni	0.998	1.28	0.52	0.55
Cu-Co	0.996	1.29	0.51	0.47
Cu-Ni	0.993	1.67	0.51	0.47
Cu-Ni	0.993	1.47	0.49	-
Nb-Fe	0.918	1.37	0.50	0.52
Ni-Fe	0.884	1.70	0.42	0.40
Cu-Fe	0.878	1.50	-	0.44
Mo-Cu	0.878	1.12	0.37	0.43
Mo-Co	0.875	1.25	0.37	0.40
Mo-Ni	0.873	1.16	0.37	-
Mo-Fe	0.772	1.08	0.34	0.33
Cu-Zr	0.725	1.64	0.30	0.34
Cu-Zr	0.725	1.31	0.36	0.34
Zr-Ti	0.698	1.53	0.41	0.25
Fe-Ti	0.577	1.55	0.36	0.26
Ta-Cu	0.540	0.70	0.30	0.33
Ta-Co	0.537	0.72	0.24	0.29
Ta-Ni	0.536	0.89	0.35	0.44
Ni-Ti	0.510	1.39	0.30	0.31
Co-Ti	0.509	1.35	0.32	0.31
Cu-Ti	0.507	1.52	0.27	0.35
Ta-Fe	0.474	0.80	0.23	0.29
Ta-Fe	0.474	0.75	0.33	0.22
Mo-Ti	0.445	1.25	0.21	0.36
Fe-Al	0.343	1.31	-	0.10
Cu-Al	0.301	1.61	-	0.24
Fe-Fe	1.00	1.49	0.50	0.43
Fe-Fe	1.00	2.36	0.52	0.53
Al-Al	1.00	2.26	0.55	0.39

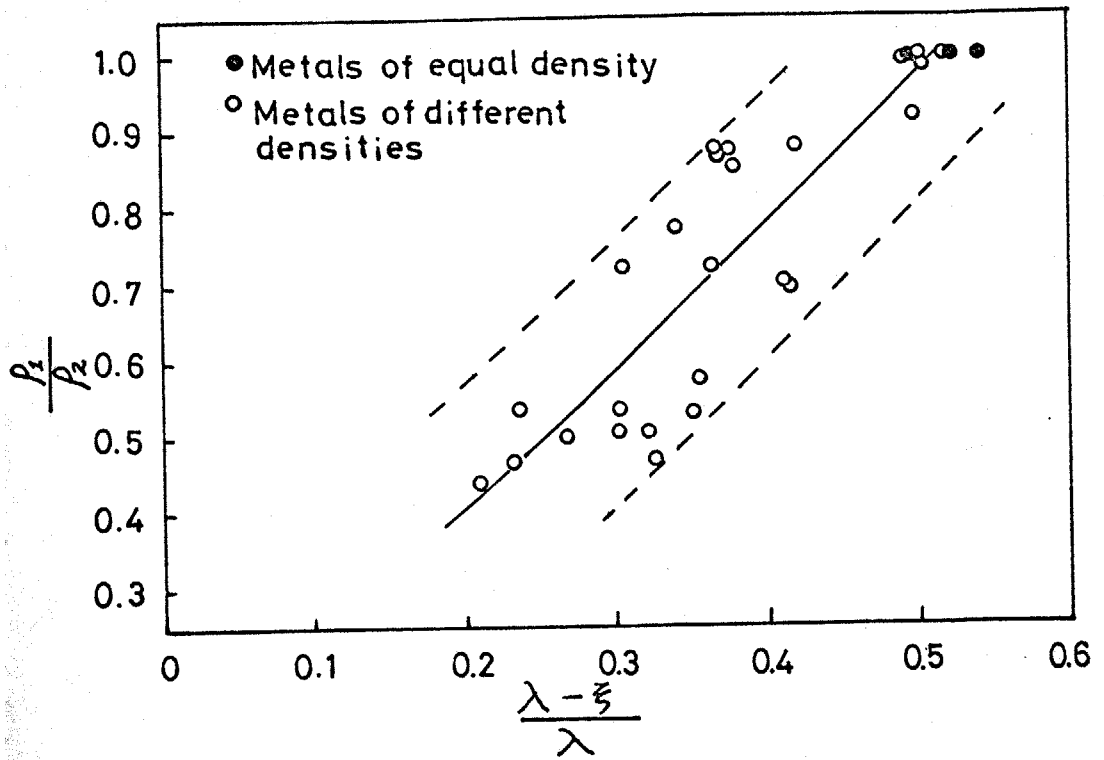


図 3.13 接合界面の波の傾きと密度比 P_1/P_2 の関係

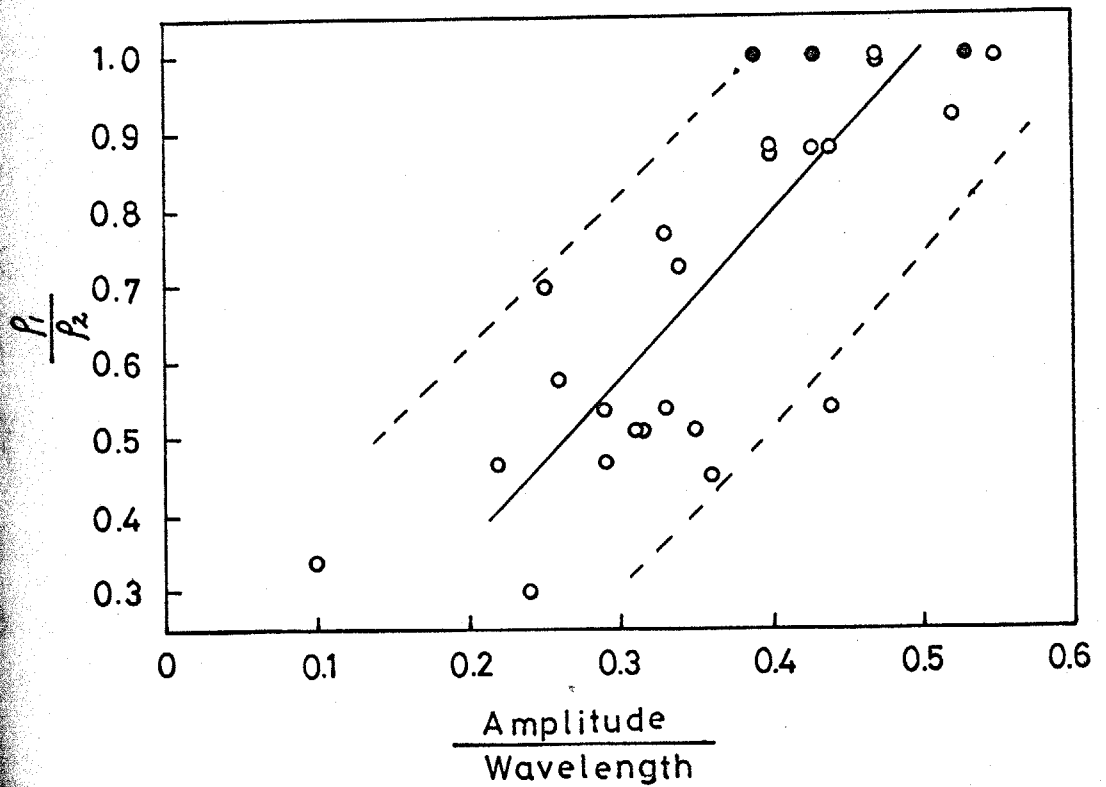


図 3.14 波高/波長の比と密度比の関係

尖った波頭が重い金属側に向いている。中にはCoなどを対称的な波もみられたが、全く逆の組み合わせは存在しなかった。

真3.1b に示した Mo-Ti は Mo の板厚に比して波長が長いので界面の波形による変形が Mo 表面までおよんでいる。板厚の薄い Mo, Ta とほかの金属の組合せにもこのような状態がみられる。しかし板厚 0.5 の薄い Ta と Fe の圧接では波長が小さいため波形が表面までおよんでいないものもある。これらから界面の波形が外表面の変形までおよぶ場合波長が板厚以上になったときと思われる。

Mo-Fe, Ta-Cu など一部の組合せで、界面の波が非常に不規則に現われる場合がある。波長が短かく波の大きい波が数波続き、そのあと波長が長く波高の大きい波が数波と交互に現われる。これは衝突点において界面に乱れを生じたためと考えられる。

3.3 両面圧接のジェット偏向と接合界面の波の向きについての考察

両面圧接において金属が衝突し接合する状態を Cowan Holtzman は完全流体の衝突とみなして解析を行ない、

金属の対称衝突の流れの状態を図3.15(a)のようにしている。ジェットは衝突点のまわ、すぐ前方に両方から噴き出している。これは筆者の本研究により実験的に確認された。すなわち Al-Al の対称衝突ジェット形状を撮影した写真3.4で明らかである。板厚や密度の異なった場合の流れの状態についてはジェットが壊れて発生するであろうことを指している。筆者は Cowanらの考えにもとづき爆発圧過程を非粘性、非圧縮性の流体の衝突と考え、密度の異なる流体の衝突過程についての考察を行な、

図3.15(b)のように ρ_1 , ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$) の密度を持つ流体が流入速度 v_0 で流れ込み衝突してジェット流と渦に分解されると考える。各流線についてはベルヌーイの式が成り立つから ρ_1 と ρ_2 の流れについてはそれぞれ次の式が成り立つ。

$$\frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 + P_1 = \frac{1}{2} \rho_1 v_0^2 = P_0 = \text{一定} \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 + P_2 = \frac{1}{2} \rho_2 v_0^2 = \text{一定} \quad (3.4)$$

P_1 , P_2 , P_0 ; 圧力

留点 (C) 附近の両方の流体の流れについては境界条件として $P_1 = P_2$ が存在する。この境界条件を (3.4) 式に代入すると、界面のもっとも高い圧力 $P_2 > P_1$ から $P_2 = P_1 = \frac{1}{2} \rho_1 v_0^2$ になる。この圧力は留点の圧力 P_0 になる。したがって停留点では ρ_1 の流れは $v_1 = 0$ になるが ρ_2 の流れは 0 にはならず次式のようになる。

$$v_2(c) = v_0 \sqrt{1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}} \quad (3.5)$$

停留点 (C) を通りすぎて界面の圧力が $P (= \alpha P_0, \alpha \leq 1)$ のときの両流体の界面での速度差 $\Delta v \equiv v_2 - v_1$ 式のようになる。

$$\Delta v = v_0 \left(\sqrt{1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \alpha} - \sqrt{1 - \alpha} \right) \quad (3.6)$$

wan や Holtzman は ρ_2 の流れが停留点で 0 にならないも、ジェット流に命がけられる場合のあることを示している¹⁾が、筆者はジェットは ρ_1 の流れから出て ρ_2 の流れはジェット流に命がけられないとして衝突点附近の流状態を考えた^{*(密着)}。これを図 3.15 (b) に示す。このジェットの方向は ρ_2 の流れに沿うが、それに近いことになることが当然考えられる。このように考える

ジェットは密度の大きい金属側に偏向している表3. 実験結果と一致する。

に異種金属組合せの場合の接合界面の波の傾く理
ついで考察してみる。いままで述べたように停留
それに続く界面の両側では流体の速度が異なるこ
なり、境界面は速度の不連続面を形成しているこ
なる。一般に流体中でこのような不連続面ができ
、その界面は小さな渦の層が生じ不安定になる。

て流れに小さな変化でもあると、その界面は直線
保つことができず、波を打つようになる¹¹⁾。Rosenhead

連続面に波が発生すると時間と共に波の形は飽き、
には波頭部に渦を生ずることを示している。これ

3.16に示す¹²⁾。筆者は密度の異なる金属を組合せた
の爆接の衝突点附近で、これと同じ現象が生じて

と考えた。いま図3.12では流れの方向は右から左
、ているが、(3.5), (3.6)式によつて ρ_2 の流れの速度

降の流体では粘性によつて ρ_2 の流れも ρ_1 のジェットにまき
れ、ジェット流を形成していると思われる。また Cowan ら
えたように ρ_2 もジェット流に合されるとしても、ジェット
向は ρ_1 の流れが支配的になり、 ρ_2 の流れ側に傾いて発生す
考えられる。

の方よりも大きいため、図3.12の流れ速度は上側の方が P_1 よりも早くなる。これは図3.16の流れの速さに一致している。したがって爆接界面でも図3.16と同じ経過を経て波が傾くと考えられ、したがって波の進む方向が説明できることになる。

図3.13に示した両金属の密度の違いが大きくなると、傾きが大きくなる理由は次のように考えられる。液体中で生じた不連続界面は図3.16に示したように時間と共に次第に渦まいて、ついには波の形が崩れてしまうが、爆接過程で金属を流体とみなすことができるのは衝突点附近の非常に高い圧力のごく狭い領域のみと考えられ、その領域を通りすぎると剛体的になり、その形は凍結されてしまうと考えられる。いま図3.16の時間 t を爆接界面の波の波長 λ と(3.5)式で求めた衝突点における速度差 v_2 で表わすと $t \sim a \cdot \lambda / v_2$ (a は変数*)になる。ここで λ / v_2 をいくつかの金属組合で計算してみると、Co-Niでは $8.9 \mu\text{sec}$ 、Cu-Feでは $2.0 \mu\text{sec}$ 、Cu-Tiでは $0.8 \mu\text{sec}$ になる。いま爆接界面波が正弦波から図3.16のような傾いた波に変形して

a は図3.16で $t = 0.25 \lambda / U$, $t = 0.30 \lambda / U$, ... の $0.25, 0.30, \dots$ に対応した値である。

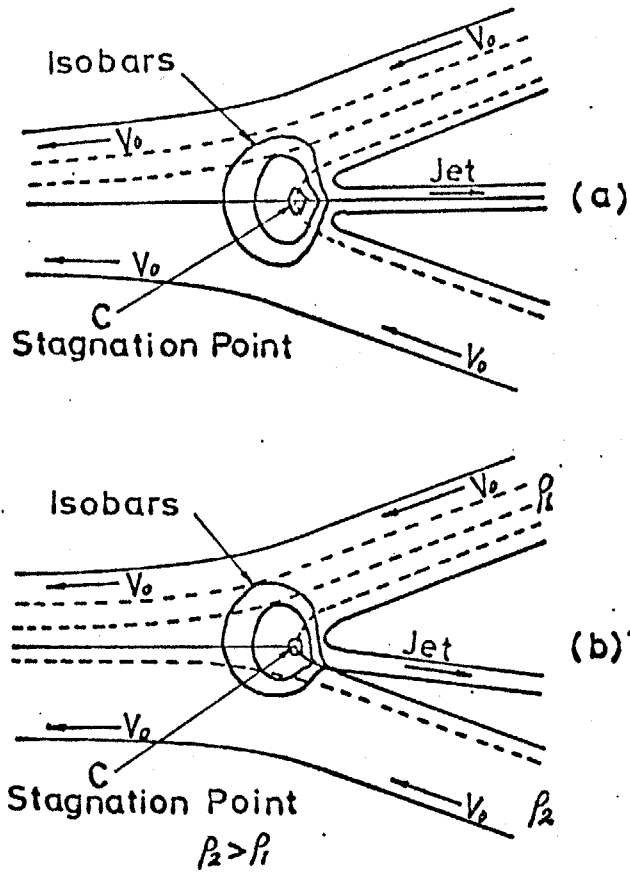


図3.15 ジェットを発生する衝突の流況模様
 (a) 同種金属の対称衝突 (b) 異種金属の衝突

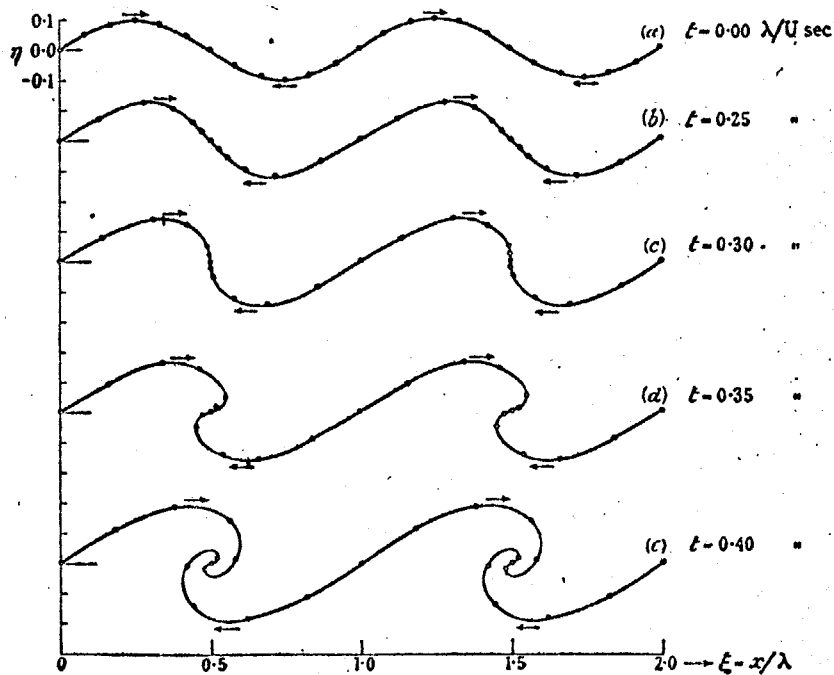


図3.16 不連続界面における波形の変化⁽¹²⁾

時間 τ (すなわち流体としての挙動を示す領域を
 通過する時間と考える) が、いずれの組合せでも同程度
 の間であると仮定したら、Co-Ni のような λ/ν_2
 が小さい値になるものは α が小さい値にとどまり、接
 合面の波は正弦波からあまり値がなまることになる。
 Cu-Ti のように λ/ν_2 が小さい場合は α が大きくな
 りて界面の波は正弦波からはずれ、渦まくようにな
 ると考えられる。このように考えれば密度の差の大小
 の組合せほど波の形は値がいろいろ実験事実を説明で
 きることになる。

以上異種金属組合せのジェットの様子として接合界
 面の波の様子について考察を行なったが、接合界面の
 生成機構については第4章で述べる。

4 結 論

本章では従来ほとんど報告されなかつた金属ジェ
 ットの直接観察の結果について述べ、いままで全くみ
 られてなかつたジェットの噴流方向の様子、接
 合面の波の様子を観察し考察を行なった。求められ
 た実験結果を要約すると次のようになる。

1) 同種金属両面圧接において、ジェットは、いくらが
 びりを示しているが、その噴流方向は両板のなす2
 角方向になつてゐる。そのジェットは空気との衝突
 によつて発光してゐる霧状の部分のほかに、発光しな
 い液滴状の部分が混じつて飛翔してゐることが認めら
 れた。

2) ジェット速度 v_j は設定角 2α と共に減少するが、
 尖点移動速度はそれ以上に減少するため、その比
 v_j/v_c は逆に 2α と共に大きくなる。また設定角 2α
 一定の場合、板厚が厚くなるにしたがひ、また密度
 大きくなるにしたがひ v_j は減少する。

3) 異種金属両面圧接ではジェットは間隙、いづれかに
 飛翔する場合もあるが、大部分はジェットの先端が認め
 られ、その先端の方向は密度の大きい金属側に傾いて
 いる。

4) 片面圧接において上板と下板の密度差が小さい場
 合、上板の密度が下板に比べて大きいと、ジェット
 上板に沿つて噴流しやすいことが認められた。しか
 上板の密度が下板に比較し、かなり小さいと下板に
 沿つて出るようである。

5) 同種金属両面圧接の接合界面に生成される波模様

正弦波状を示す。そして波の波頭部から爆接方向と反対方向に渦まき部を併せている。

6) 異種金属組合せの接合界面の波模様は正弦波状ののから、大きい値を示すものまで広範囲にある。してその値の方向は常にある一定方向を向く。この値の程度は両金属の密度比に關係し、密度比 ρ_1/ρ_2 ($\rho_1 > \rho_2$) が小さくなるにしたがい、波の値は大きくなる。また波高と波長の比も両金属の密度比に依存する。

7) 異種金属組合せの密度比 ρ_1/ρ_2 が小さくなると、軽い金属側の渦まき部は徐々に消失し、重い金属側の渦まき部が残る。また波の尖った波頭部は重い金属側に向く値向にある。

8) ジェットの片寄りや波の形の値などは、爆接過程を密度の異なった完全流体同士の衝突と考えることよって理論的に説明できる。

第3章の文献

- G. Birkhoff, et al; "Explosives with Lined Cavities." J. Appl. Phys., Vol 19(1948) p.563
- J.M.Walsh and R.H.Christian; "Equation of State of Metals from Shock Wave Measurements." Phys. Review., Vol.97(1955) p.1544
- R.W.Goranson, et al; "Dynamic Determination of the Compressibility of Metals." J. Appl. Phys., Vol.26(1955) p.1472
- J.M.Walsh, et al; "Shock-Wave Compressions of Twenty-Seven Metals. Equations of State of Metals." Phys. Review., Vol. 108(1957) p.196
- R.G.McQueen and S.P.Marsh; "Equation of State for Nineteen Metallic Elements from Shock-Wave Measurements to Two Megabars." J. Appl. Phys., Vol 31(1960) p.1257
- J.M.Walsh, R.G.Shreffler and F.J.Wilson; "Limiting Conditions for Jet Formation in High Velocity Collisions." J. Appl. Phys. Vol. 24(1953) p.349
- G.R.Cowan and A.H.Holtzman; "Flow Configurations in Colliding Plates: Explosive Bonding." J. Appl. Phys., Vol. 34(1963) p.928
- R.Bergman, G.R.Cowan and A.H.Holtzman; "Experimental Evidence of Jet Formation During Explosive Cladding." Trans. Inst. Soc. of AIME., Vol. 236(1966) p.646
- H.Keller; "Beitrage zum Explosivplattieren." Z.Metallkde., Vol. 59(1968) p.383
- N.Hunt; "Wave Formation in Explosive Welding." Phil. Mag., Vol. 17(1968) P.669

谷一郎 “流体力学” 第3版 岩波全書

L. Rosenhead; "The Formation of Vortices from a Surface of Discontinuity." Proc. R. Soc. A Vol. 134 (1932) p. 170

第4章 爆発圧接境界の波形成について

1 まえがき

爆発圧接の接合界面の波模様について、いままでの研究がなされている。そしてそれらの研究結果にて、いろいろの波の生成理論が提出されているが、だに確定的な理論は現われていない。

若し前章において密度の異なる金属同士の接合界面波形はある一定の法則にしたがって傾くことを示すの理由として、衝突点における両金属板の流れの違いによると説明した。波は同種金属の対称衝突点での速さのずれがないときにも発生する。したがって波の発生は衝突点の速さの違いなどに無関係あり、波の傾きを説明したような考えでは波の発生機構は説明できない。本章は波の発生機構について実験および考察を試みた。

円柱法や有角法によって波長と衝突角度の関係を、そして波の形や波頭部に渦模様がみられることから波の生成は衝突点に生ずる渦列によるものと波の波長の計算を試みた。

波長は衝突角度に影響を受け、衝突角度と共に波

大きくなることはよく知られている。この関係については Abrahamson も認めているが、¹⁾ Bahrani らが半円によつて初めて定量的にこの関係を求めた。²⁾ 渡辺³⁾ によつては金属板に平頭弾丸を打ち込み、この弾丸と板の接合界面に生ずる波模様から、波長と衝突角として金属板の板厚などの関係を詳しく調べている。⁴⁾ 波長との関係については Klein⁴⁾ や Keller⁵⁾ らが有角法によつて求めている。筆者の行った実験は半円柱法によつて、飛翔金属板の種類および板厚が異なる場合波長と衝突角度の関係を詳しく調べた。また有角法では各設定角度のときの波長と衝突が開始した点の距離の関係も求めた。

接合界面の波模様について、爆接前に試料断面を撮影し、爆接したあとの接合界面のろう材の流れ状態を観察、および純鉄板の対称衝突の接合界面などの観察から対称衝突のときにも波が生成されること、またその生成位置や回転方向が Kármán の渦列の形に一致していることなどを根拠に、接合界面の波形の生成は衝突点に生じた渦列によるものと断定した。そして Kármán の渦列の渦対の数を求める式をもとにし、ジェットのもとの波長に關係するとして波長計算を試みた。

のように波の生成が渦列によるものでないかとい
 えば Cowan や Holtzman によつて示唆されているが、⁶⁾
 が波の生成機構として波高と波長の比が 0.3 に
 近く、波に附随して渦が生じていることなどを根
 拠して Kármán の渦列によつて波が生ずるといふ考
 えている。⁴⁾ しかし実験数もあまり多くなく、詳し
 察も行なっていないため、Klein の考えでは波の
 高さと波長の因子との関係などが十分に説明でき

る。波長計算はいままでに Hunt によつて行なわれて
 だけである。⁷⁾ Hunt は母板の上をジェットが通ると
 その母板とジェットの速度ずれのためその界面が
 定になり、波が生ずると考えて波長の計算を行な
 っている。しかしこの考えでは衝突点より前方で生じ
 る波形が衝突後、接合界面にそのまま存在し続ける
 考えの難点があると思われる。波の生成機構の理
 論としてこれらのほかに Abrahamson,¹⁾ Bahrani & Crossland
 10), Chadwick¹⁰⁾ によつて波の形の観察から、図解を
 よる定性的な生成理論がだされているが、これら
 理論によると対称衝突のときの波形成や、衝突角度
 に波長が大きくなることなど、波の種々の現象を

するには不完全なところが多く、また波長計算も
ない。

若の理論は爆発圧接の波生成の現象をかなり理論
定性的に説明できるものと考えられる。

2 実験方法

1 半円柱法

4.1 に示す金属半円柱の上に金属板、その上に火
薬を設定して火薬の一端を起爆して半円柱に金属板を
させた。この試料により衝突角度と波長の関係を
た。実験方法の詳細は第2章2.3.3に示した。

用した材料として飛翔金属板は Ag, Al, Cu, Fe, Ni,
Mo である。半円柱としては半径 35mm の軟鋼およ
びを使用した。火薬は爆着用爆薬 (爆速 2300 m/sec ,
量は単位面積当り 1.65 gr) を使用した。

合界面の波の波長、波高測定は接合界面を50倍の
鏡写真に撮影し、その写真から行なった。

2 有角法

料の設定は図4.2に示す方法で行なった。上板は
1mm厚の銅板、下板は4mm厚の純鉄板を使用した。試
片の大きさは $7 \times 50 \times 200\text{ mm}$ である。火薬は半円柱法と

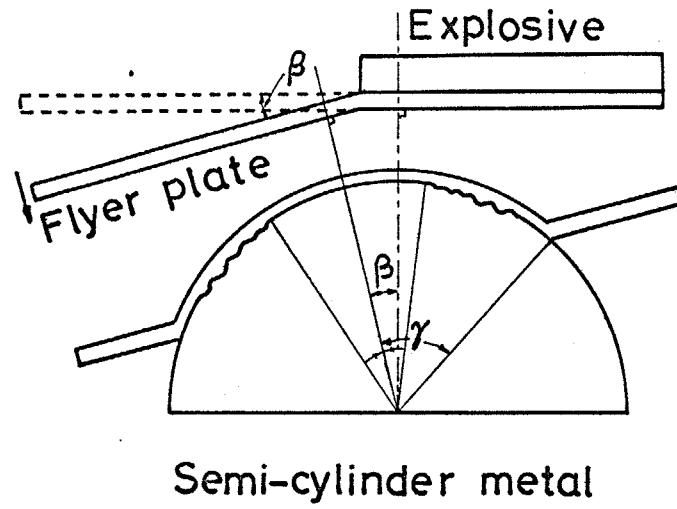


图4.1 半円柱法

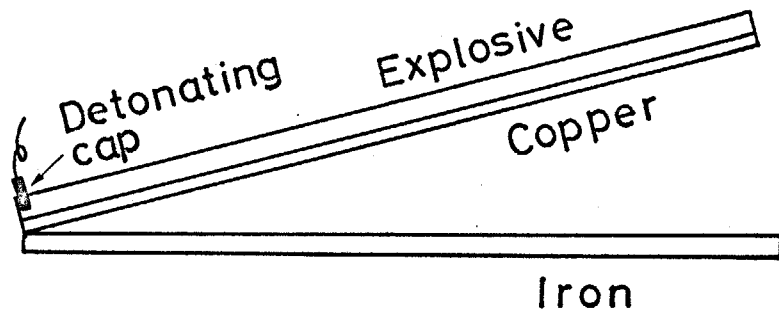


图4.2 有角法

条件で使用した。一部平行法も使用した。この方
による波長測定はコンパレータ（測定精度 $1/1000$ mm）
を用いた。

接合界面附近の金属の流動状態をみるために、下板
を鉄板に 0.3 mm のカッターで切れ目を入れて、その
部分を銀ろうで埋めた試料も使用した。

4.3 実験結果および考察

4.3.1 衝突角度と波長および波高の関係

図 4.3 および図 4.4 に異なる板厚の純鉄板および
鉄板が軟鋼半円柱に接合したときの衝突角度 γ と波長
の関係を示す。波長がとくに小さいところでは波の
形状が不規則で波長測定ができなかったため、図には $0.1 \sim$
 0.4 mm の波長から表わした。波長が 0.4 mm 位までは波
の衝突角度の関係はほぼ直線的であるが、それより
波長が大きくなると曲線は上向きになり傾きが急にな
る。この傾向はニッケル板、銀板などのときも同じで
ある。しかし一部逆の傾向を示す場合もある。これに
ついてはあとで述べる。同一波長で比較すると板厚が
異なるほど、衝突角度は小さくなるが、同時に最大

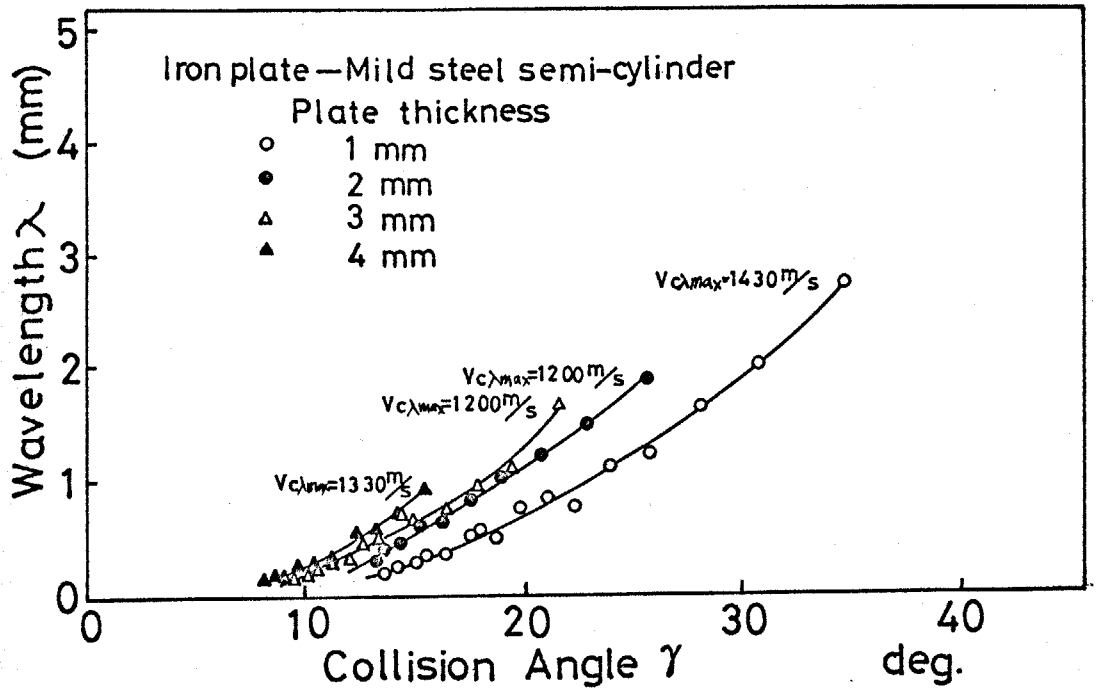


図4.3 純鉄板-軟鋼半円柱接合界面の波の波長と衝突角度との関係

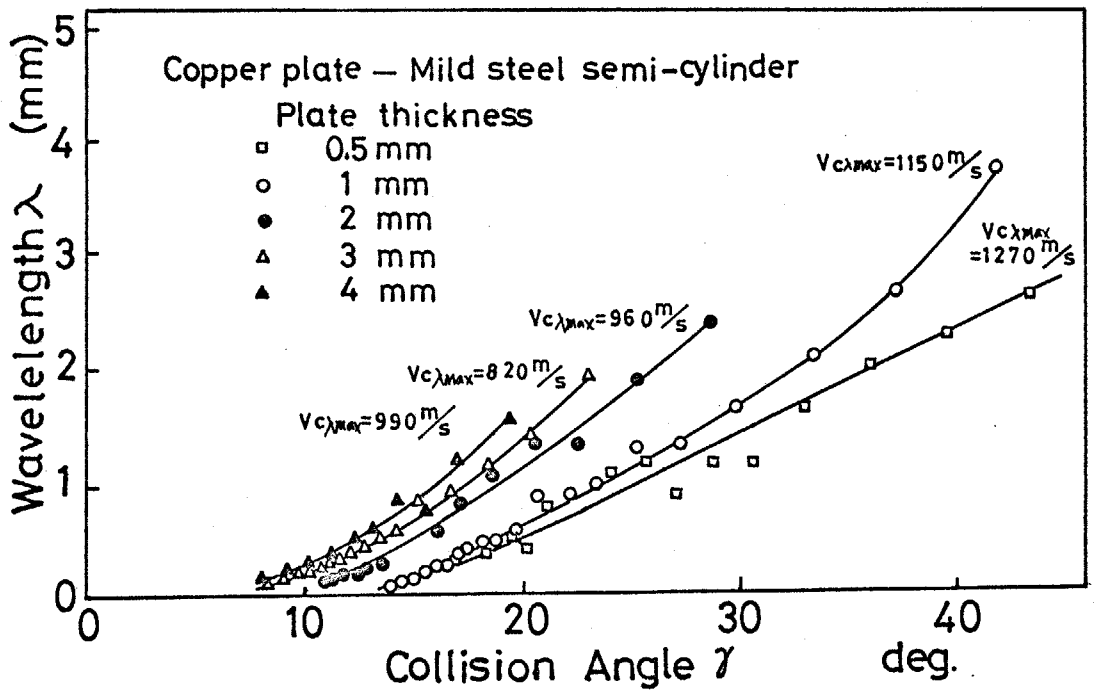


図4.4 銅板-軟鋼半円柱接合界面の波の波長と衝突角度との関係

になつたときの衝突角度も小さくなる。

図4.3と図4.4に最大波長に達した点の衝突速度 $v_{c\lambda max}$ の
 図の中に記入した。最大波長に達したときの衝突速
 度板厚によつて大きな差があるのに衝突速度はあま
 り変わらない。これは板厚によつて曲がり角 β が変るた
 め(2.9)式によつて衝突速度は計算される。図4.3
 の場合 $v_{c\lambda max}$ は1200 m/sec ~ 1400 m/sec, 図4.4では1000
 m/sec前後である。また飛翔金属板が、ニッケル、モリ
 ブデンの場合1500 m/sec位、チタン、銀の場合1000
 m/sec位である。このような臨界速度については渡辺や
 上らも参考し、ジェット速度が飛翔金属板の音速以
 下になつたとき波は消滅すると述べているが、この考
 考によつて各場合の臨界速度を計算すると、この実験
 値のめた値より大きくなり合致しなくなる。この臨界速
 度についてはさらに参考してみる必要がある。

図4.5に1mm厚の各種の金属板が軟鋼および銅と用
 意して衝突接合したときの衝突角度と波長の関係を示す。
 図4.6には2mm厚の金属板の場合を示す。図4.5で
 モリブデンの測定値がやや大きいのが、ほかのものは
 同じ傾向を示す。図4.6でチタンとアルミニウムの
 測定値が低く、曲線の傾きの方向が逆になっている。

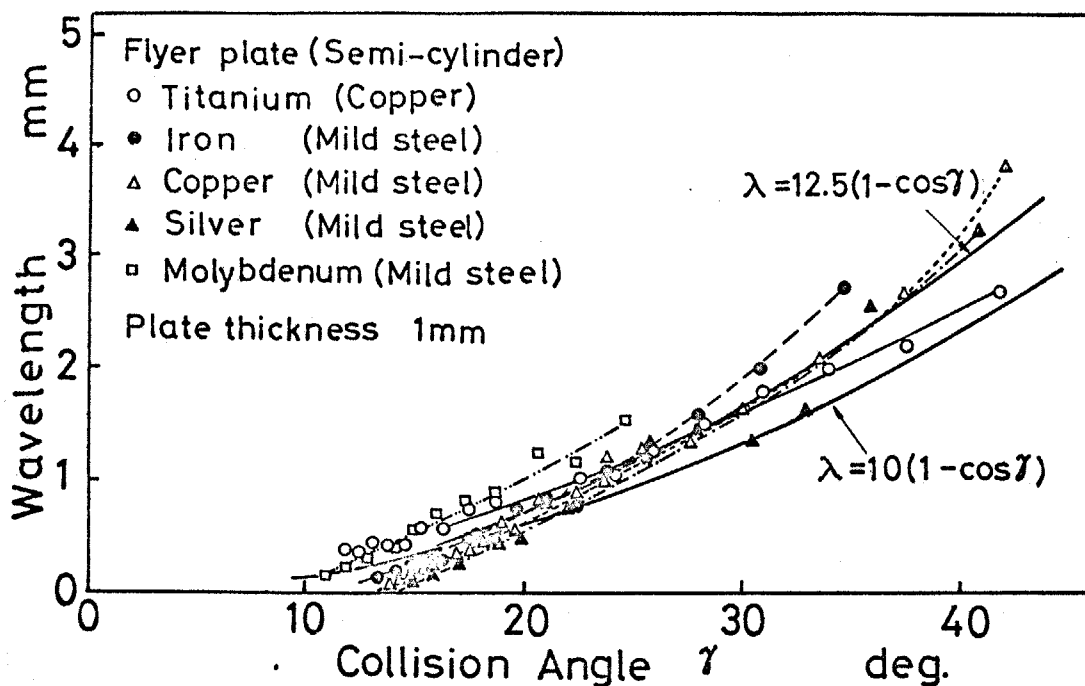


図4.5 飛翔金属板が1mm厚のときの衝突角度と波長の関係
 (理論式の中係数が10のときは(4.7)式でA/Cを20にしたとき
 係数が12.5はA/Cを25にしたとき)

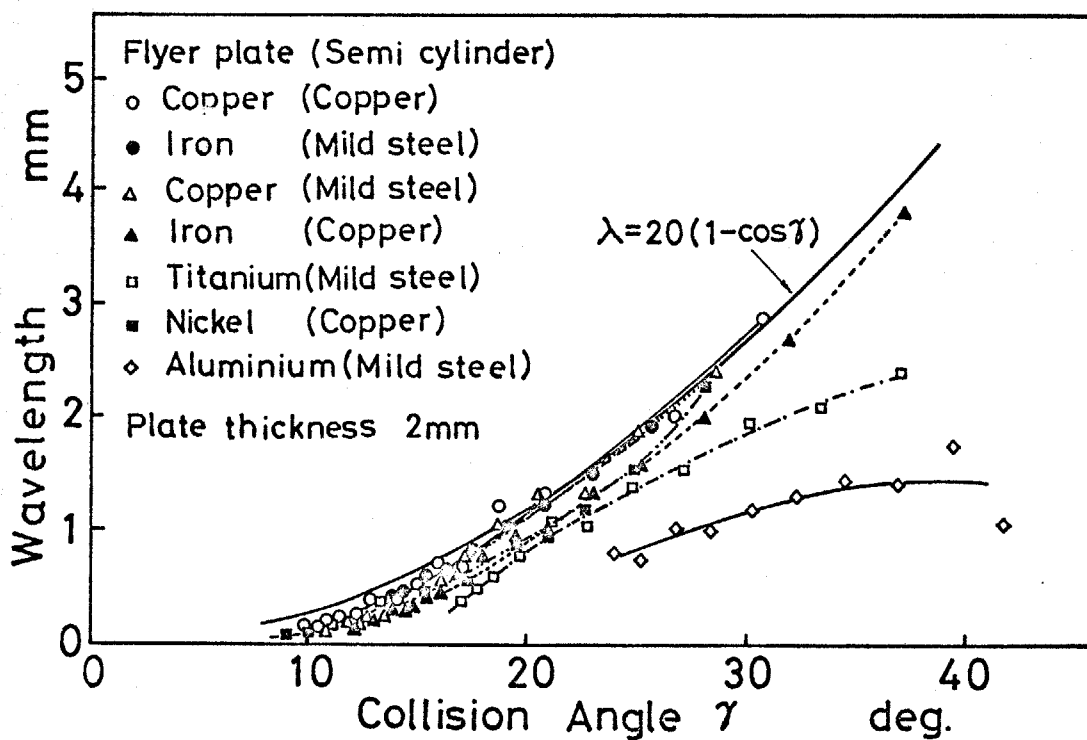


図4.6 飛翔金属板が2mm厚のときの衝突角度と波長の関係

これは図 4.19 に示した渡辺らの弾丸実験の結果³⁾においても軟鋼の平頭弾丸がアルミニウム板に衝突したと同一衝突角度でも、銅板などの場合に比して波長小さいという事象がある。これは飛翔金属板に比較して軟鋼や銅の半円柱の密度が小さいところに原因があると考えられる。

図 4.7 に図 4.3 の試料の波高と衝突角度の関係および波高と波長の比と衝突角度の関係を示す。波高は波長と同様に衝突角度と共に増加するため、波高と波長の比はほぼ一定になっている。その比は約 0.3 で Klein⁴⁾が求めた値にほぼ一致している。直線状界面に特異角に近くなると波長と逆に波高は減少し始め、比は急激に下がる。この理由についてはあとで挙げてみた。

角法において波の発生がみられた設定角度が 2° から 0° の試料について衝突が開始した点からの距離と波長の関係も図 4.8 に示した。また図 4.9 には間隔 1mm と 10mm の平行法で起爆点で 2mm の間隔をもち角度 5° を持つ有角法の結果を示した。図 4.9 に示した試料は波がほぼ最初から現れているが、図 4.8 の試料ではいずれもはじめからある距離の間、波が発

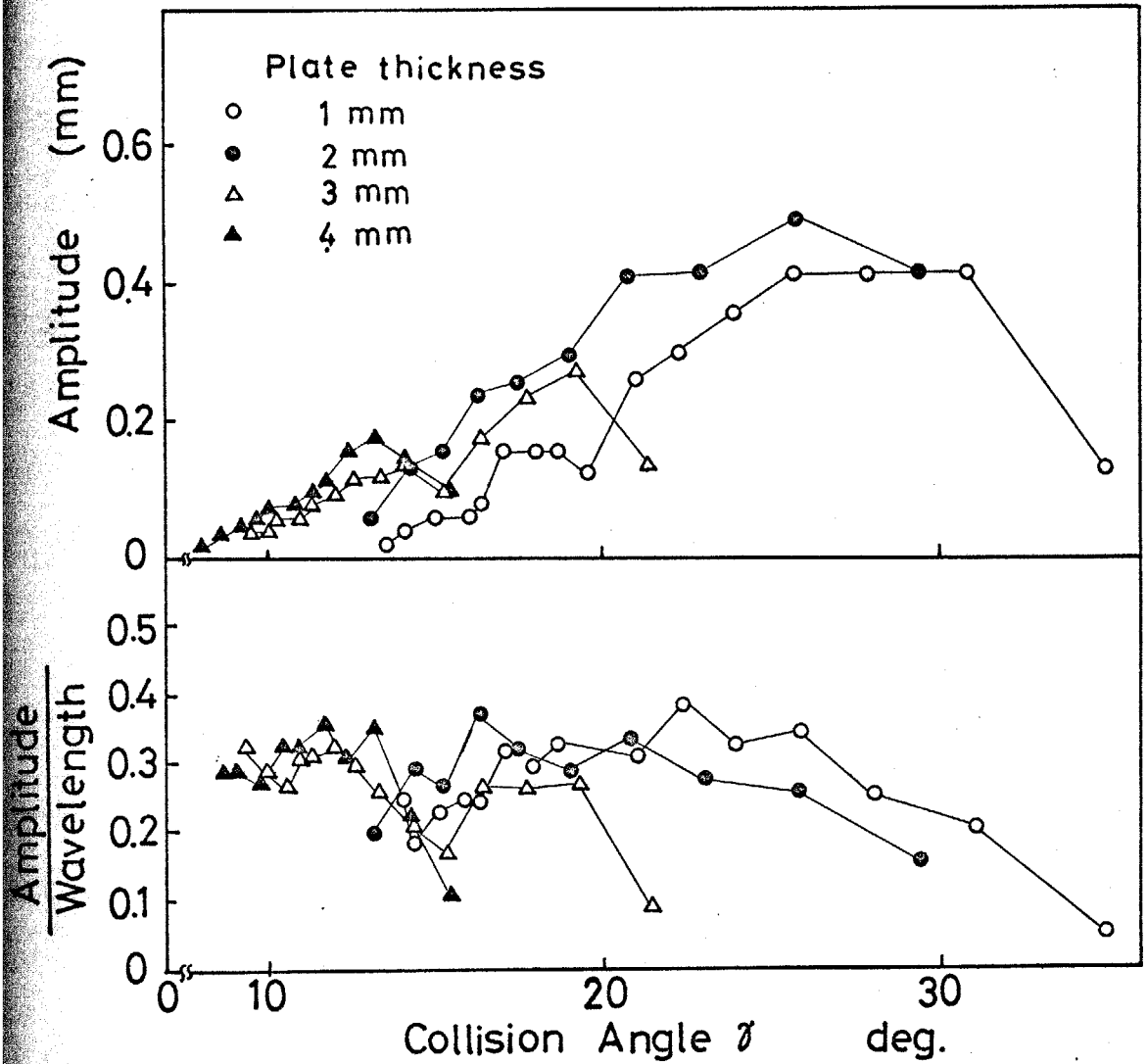


図4.7 純鉄板-軟鋼半円柱接合界面の波の波高および
波高/波長比と衝突角度との関係

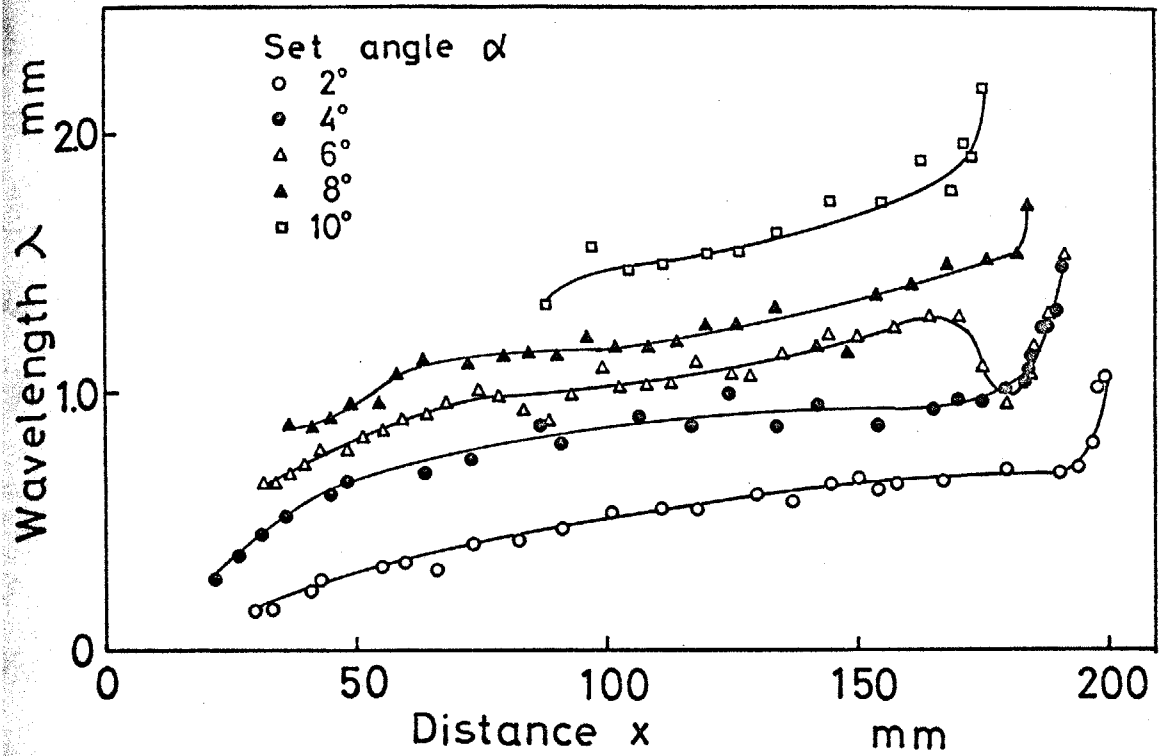


図4.8 有角法による試料の接合界面の波の波長と衝突開始点からの距離 x との関係 (上板 2mm厚銅板, 下板 4mm厚純鉄板)

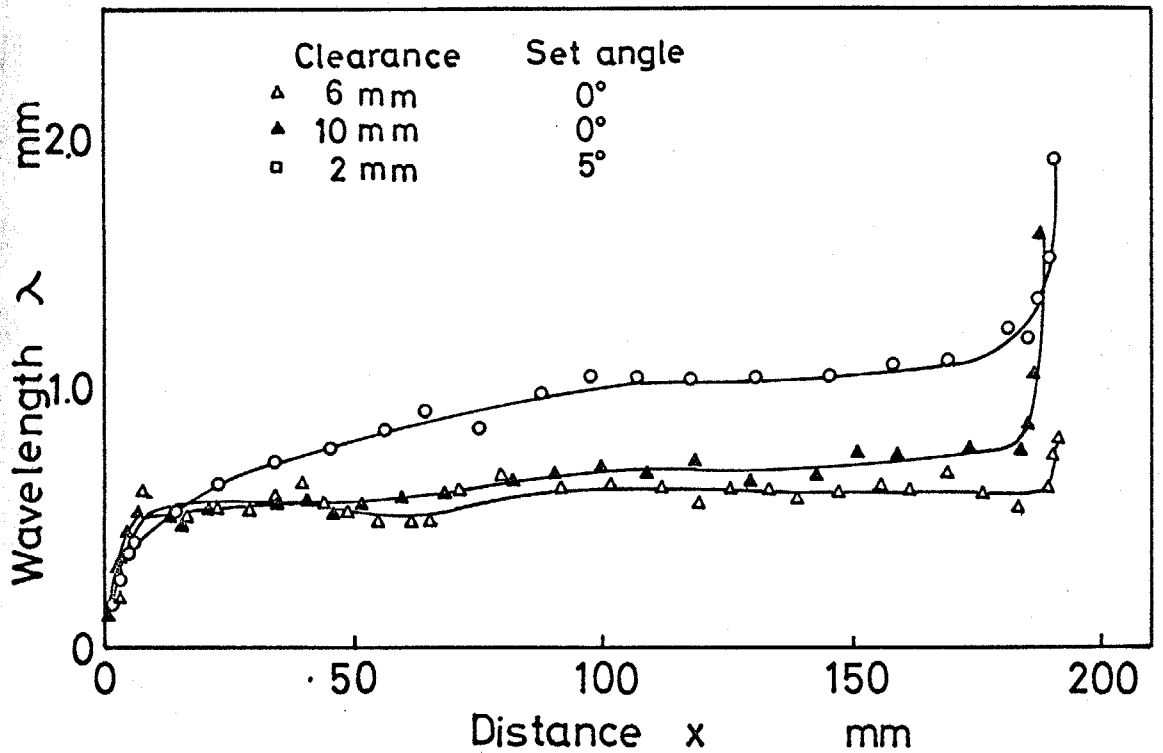


図4.9 平行法および0点で2mmの間隙をもつ有角法による試料の波の波長と衝突開始点からの距離 x との関係 (上板, 下板は図4.8と同じ)

ず、ある点で急に大きい波長の波が現われている。これは起爆点で上板と下板が接触しているが、いろいろの違いによつて起る。また図4.8で設定角が大きい波の発生しないうちも広い。このような現象についてはいままでに報告されておかないようである。このことについてはいろいろ考察してみたが、確定的な考察がばななかった。波長 λ と距離 x の関係をみると法の場合、 x が大きくなると λ も少し大きくなる。有角法の場合は λ が x と共にかなり顕著に増えている。

4.10 に図4.8, 図4.9から求めた衝突角度と波長関係を示した。距離 x と共に波長は変化するため50mm, 100mm, 150mmの各波長を示した。なお角度 γ は $\gamma = \alpha + \beta$ の関係により計算を求めた。曲角 β は半円柱法によつて銅板2mm厚は 11.7° と求めたのでこの値を使用した。また比較のため軟円柱に2mm厚の純鉄板が接合したときの波長も示した。

2 接合界面の結晶粒の塑性流動と波の形状

円柱法の接合界面の顕微鏡写真の例を写真4.1に

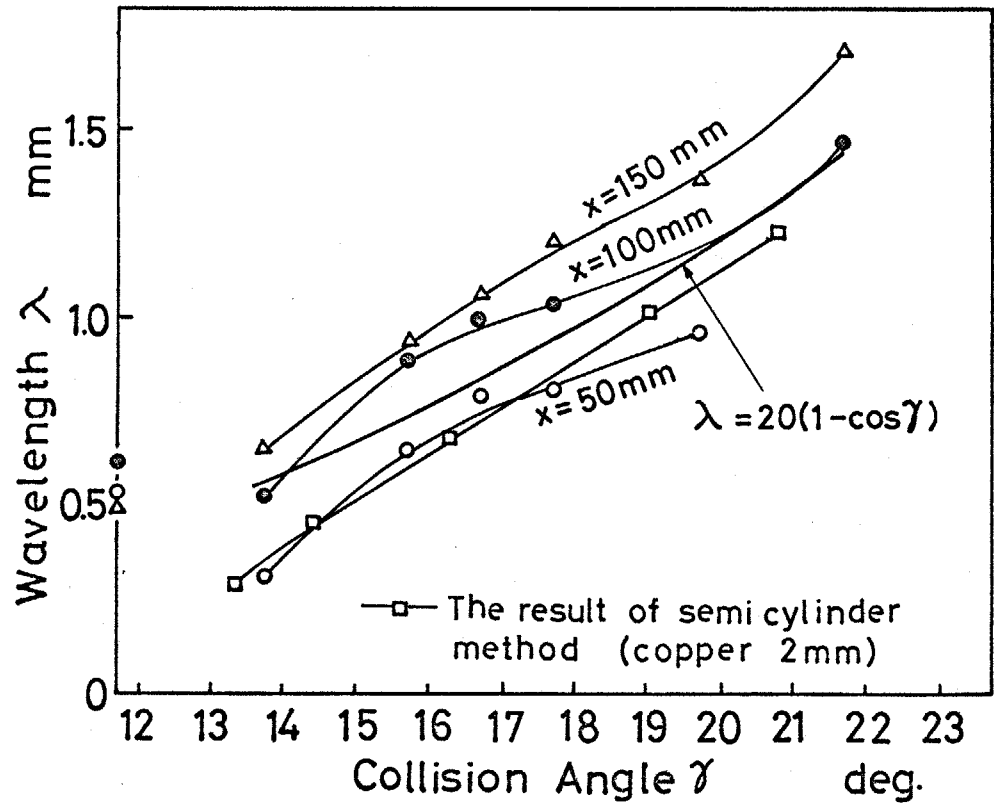
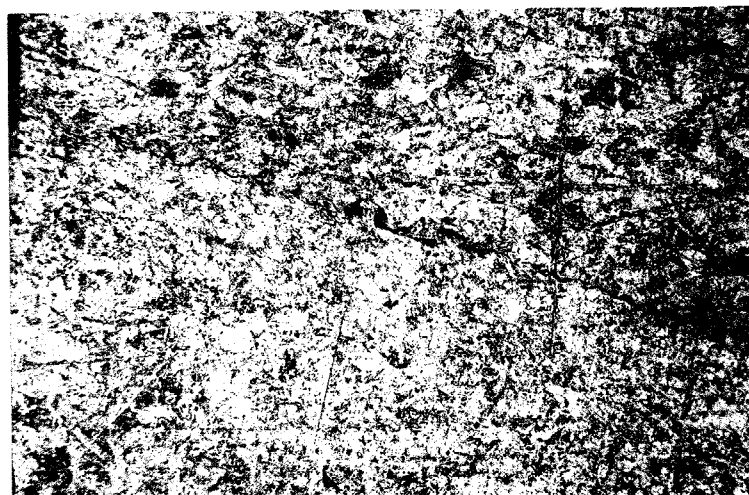


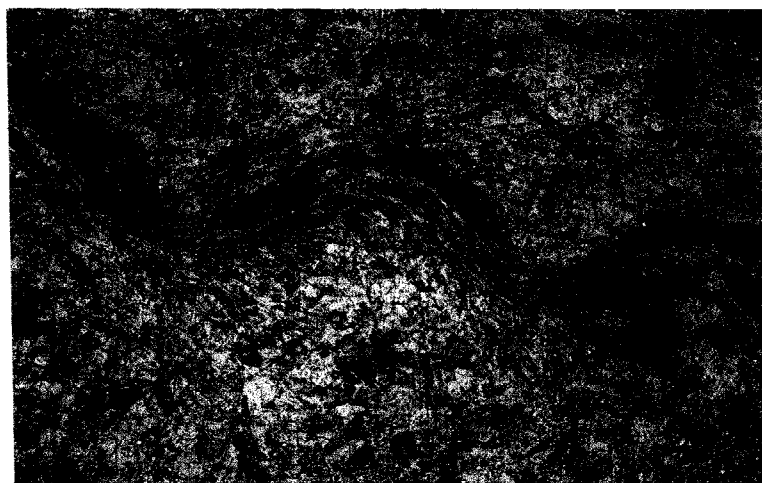
図 4.10 有角法における衝突角度と波長の関係

(比較のために図 4.4 に示した 2mm 厚銅板の結果を示した)

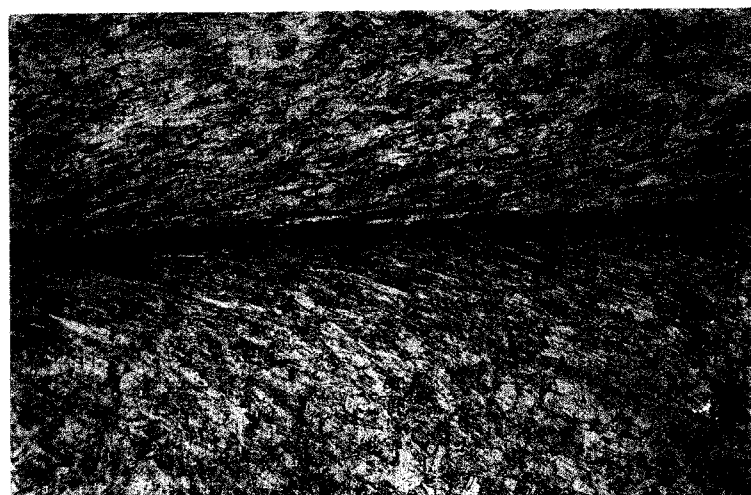
試料は銅羊円柱に4mm厚の銅板を接合させた
 である。(a)は衝突角度 10° 位で波の形は不規則
 になっている。衝突角度がさらに小さい領域では接合
 しない。CowanやHoltzmanは衝突速度が早く衝突
 角度が小さい場合、衝突点に衝撃波が発生して流れ
 (銅板と羊円柱)を分離するため接合が生じないこと
 になっているが、衝突角度が小さいとき接合しないの
 のような衝撃波の発生によるものと考えられる。
 衝撃波が生成されるときは衝突速度が早いときは波の形が
 規則になることはKellerも観察しており、接合界面
 流体中の乱流と同じ現象を示すためと説明している。⁵⁾
 衝突角度が 18° 位のところで波は規則的な正弦波
 を示し、結晶粒は接合界面に沿ってかなり塑性流動
 している。(c)は衝突角度が大きいたとこで波形は消
 滅し直線状界面を示しているが、結晶粒は(b)よりもよ
 り強く流れている。この界面における塑性流動の状
 況は有角法の場合も観察される。写真4.2は下板の純
 銅板を一部切断し、(完全に切りはなさない)銀ろうで
 接合した試料の接合界面の接字写真である。(a)は設定
 $\alpha = 5^\circ$ ($\gamma = 16.7^\circ$)で波形が生じたとき、(b)は $\alpha =$
 10° ($\gamma = 27.7^\circ$)で直線状界面を示した場合である。銀



a



b



c

← Direction of collision

写真 4.1 銅板-銅半円柱の接合界面 x50

部の流れをみると界面の流動状態が観察される。

2つの場合を比較すると直線状界面を示す場合の塑性流動範囲が広く界面の流れも大きい。

写真4.3は写真4.2(a)の接合界面の顕微鏡写真であり、黒い部分が銀ろうが接合界面に沿って焊接方向に長さ(約1mm)流れている。写真4.2(b)の直線状の場合には銀ろうが接合界面を2mm位流れている。

4.3の銀ろうの流れの状態から、衝突点近くの流形や波の状態を対称衝突の場合について模式的に

と図4.11のようになると思われる*。はじめDBAにた点は衝突後D'B'とジェット流A'B'になる。衝突接合界面の点Bはそのまわりの流れより遅くなり、したがって接合界面付近は焊接方向に強い流れを示す

なる。写真4.3の波の波頭部(銅の波頭部と純鉄波頭部がある。)をみると黒い相をなした銀ろう部が

(これらの波頭部から焊接方向と逆方向(図4.11ではこの方向になる)に渦を形成して流れている。この

ような渦の形成は同種金属の対称衝突の場合ばかり

とられる。写真4.4に純鉄板の対称衝突の例を示す。

波の発生している場合の衝突点付近の流れの形はCowanらに

ついて説明されており、図4.11の流れの形とほぼ同一である。

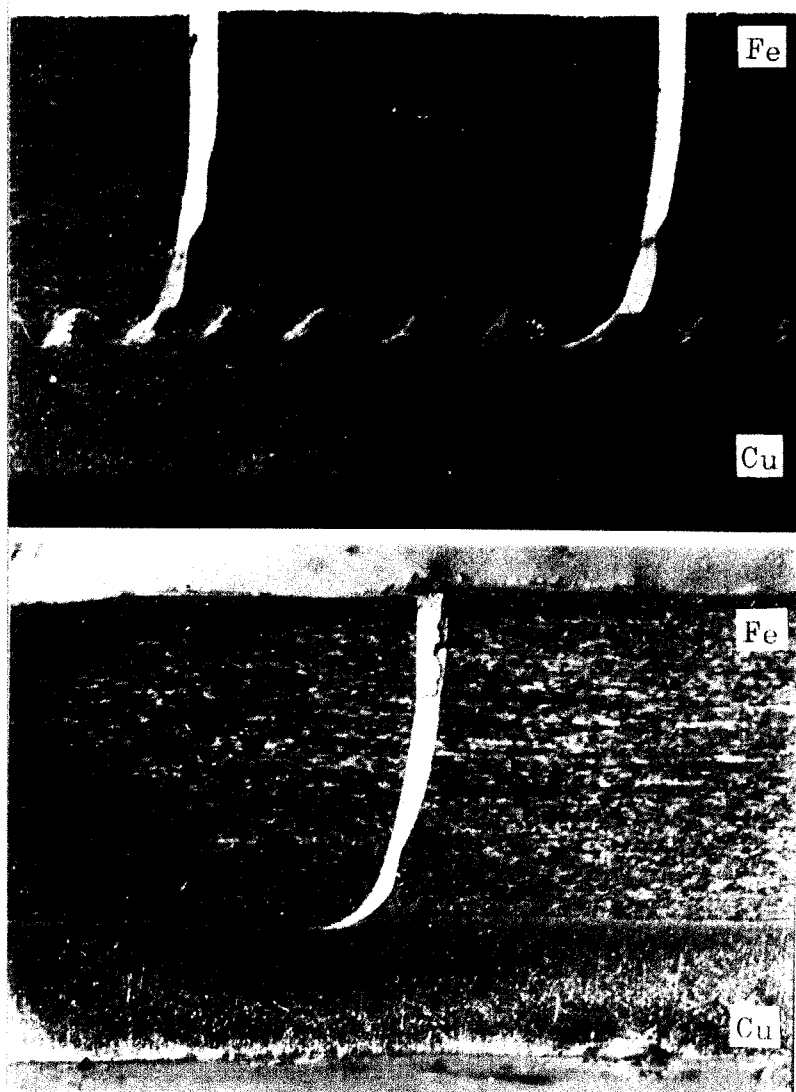


写真4.2 Cu-Feの接合界面

(白い相は銀ろう)

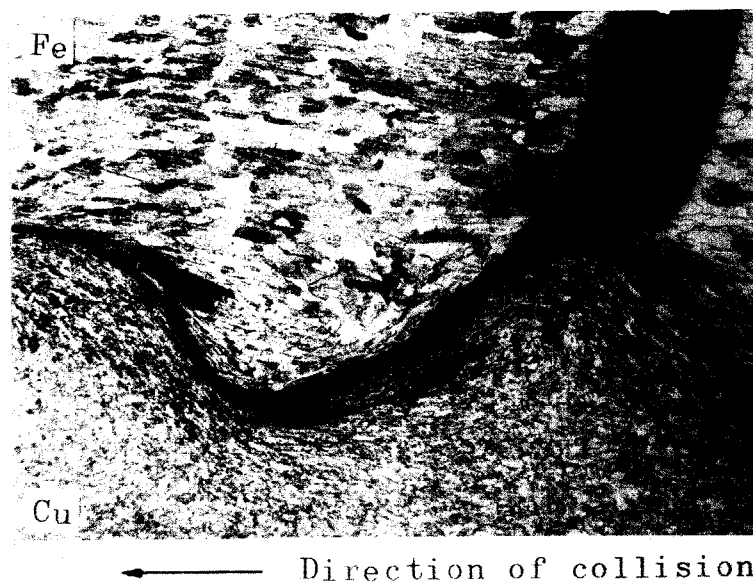


写真4.3 接合界面における銀ろう(黒い部分)の流れ

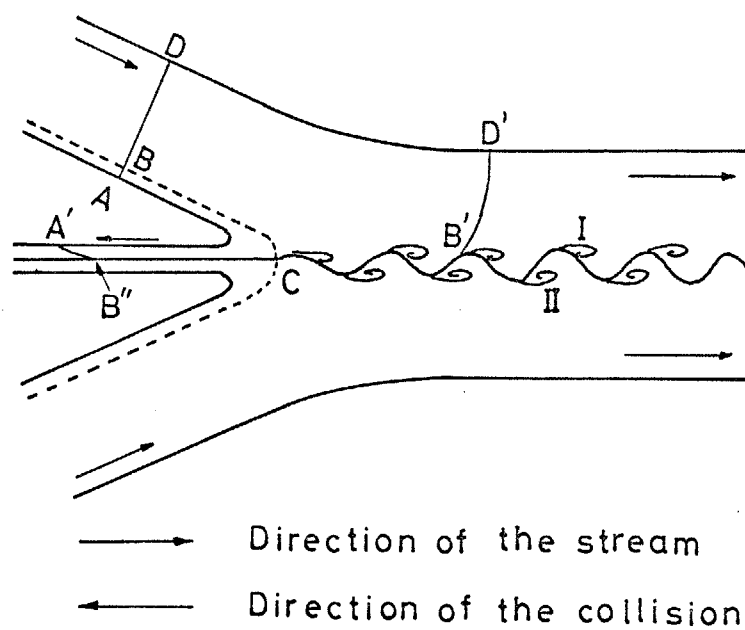
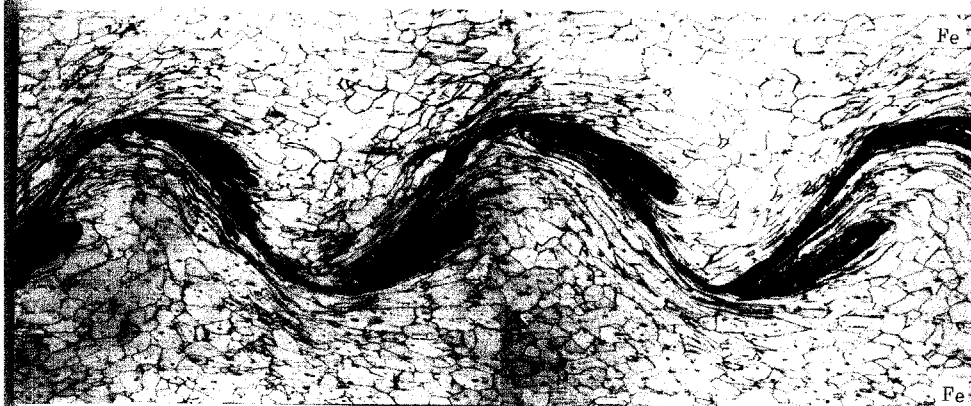


図4.11 波形を生じたときの流れ模様



← Direction of collision

写真4.4 純鉄板—純鉄板の対峙衝突

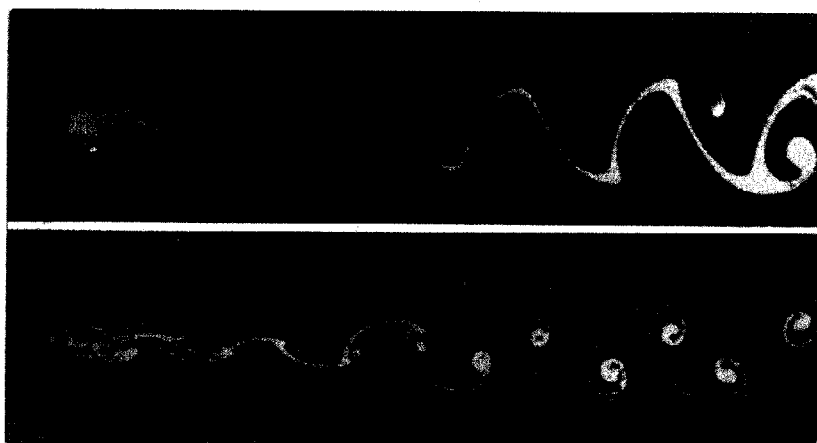


写真4.5 Kármánの渦列¹¹⁾

各波頭部の渦を形成した部分が流れの方向に交互にわかれ²いる。また図4.11に示したIとIIの渦はその方向が逆になっている。

3 波の生成に関する考察

流体の一種な流れの中に円柱をおいた場合、円柱の周りには Kármán の渦列が形成される。写真4.5に円柱の周りに生じた渦列を示す¹¹⁾。この渦を併せた流れは写真4.3 および写真4.4の接合界面の形によく似る。すなわち接合界面の波の波頭部から流れの周りに形成される渦の配列、その回転の方向などが、この渦列に一致する。そのため筆者は焊接界面の波の波頭部は衝突の際、形成された渦列によって生じたものと考へた。以下にそのような考へに基づき波の波頭部の計算を試み、測定値と比較検討を行なってみた。写真4.5に示した Kármán の渦列が形成されたとき、流れの流速が U_0 、円柱の直径が b のとき、生成される渦の数を単位時間当り n 対とすれば、それらの間には次の関係がある¹²⁾。

$$\frac{nb}{U_0} = C \quad (4.1)$$

C は定数

これ対にな，た渦の間の距離を λ とすれば， λ は波長に相当する。したが，て(4.1)式は次のよう
の換えることが出来る。

$$\lambda = \frac{u_0}{n} = \frac{b}{c} \quad (4.2)$$

(4.2)式を使用して溶接界面の波の波長を計算す
めには， b が溶接過程の何に相当するか，問題に
よ，ここでは b を衝突点から噴流するジェット
に比例する値と仮定した。

ジェットの噴流状態を同種金属の場合と図4.1およ
4.2に示した一方の金属側を飛翔させる非対称衝
場合と合けて考えた。この2つの状態を図4.12(a)
示した。

非衝突の場合；両板の板厚が h ，衝突角度 2γ の
ジェットの厚さ h_j は運動量保存則から次のよう
な。(図4.12(a))

$$h_j = h(1 - \cos\gamma) \quad (4.3)$$

で A を比例定数とすれば b は次のようになる。

$$b = Ah_j = Ah(1 - \cos\gamma) \quad (4.4)$$

式を (4.2) 式に代入すると入は次式のようになる。

$$\lambda = \frac{b}{c} = \frac{A}{c} h (1 - \cos \gamma) \quad (4.5)$$

対称衝突の場合；上板の板厚を h ，衝突角度を γ れば，ジェットの厚さは次式になる。(図 4.12(b))

$$h_j = \frac{h}{2} (1 - \cos \gamma) \quad (4.6)$$

が、て入は次式になる。

$$\lambda = \frac{A}{2c} h (1 - \cos \gamma) \quad (4.7)$$

5) 式および (4.7) 式によつて入を計算するために c^* の値を決めなければいけな。この A/c の値は値に合わせて決めた。図 4.13 に銅半円柱および軟鋼柱に 2mm 厚の銅板および純鉄板が接合したときの角度と波長の関係を示した。この測定値に (4.7) 式を当てはめて γ が $15^\circ \sim 30^\circ$ の範囲で合うように $c = 20$ になる。この値を用いて (4.7) 式によつてした 1mm から 4mm 厚の入と γ の関係を図 4.14 示した。点線を示した曲線は図 4.3 に示した測定値 c は流体中ではほぼ一定の値で、レイノルズ数が $10^3 \sim 10^5$ のとき約 0.2 である。⁽²⁾ この c は A/c を一つの定数とみなした。

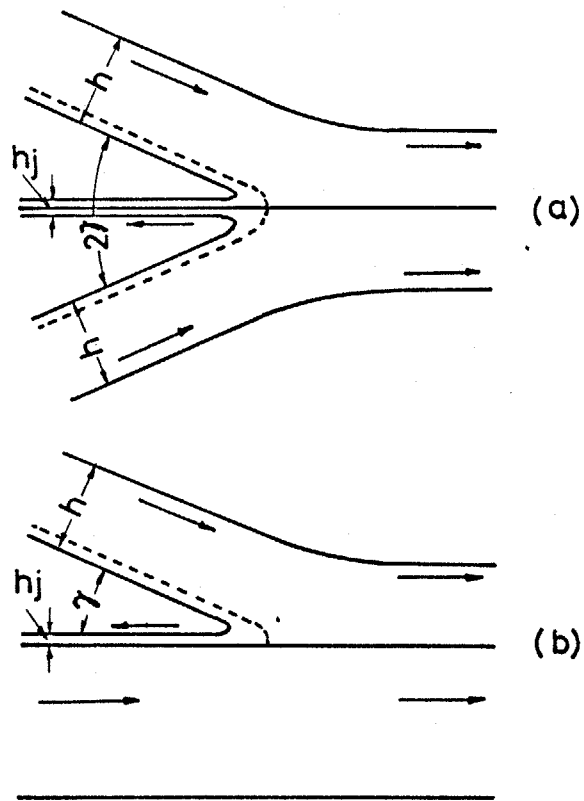


図 4.12 ジェットの発生状態

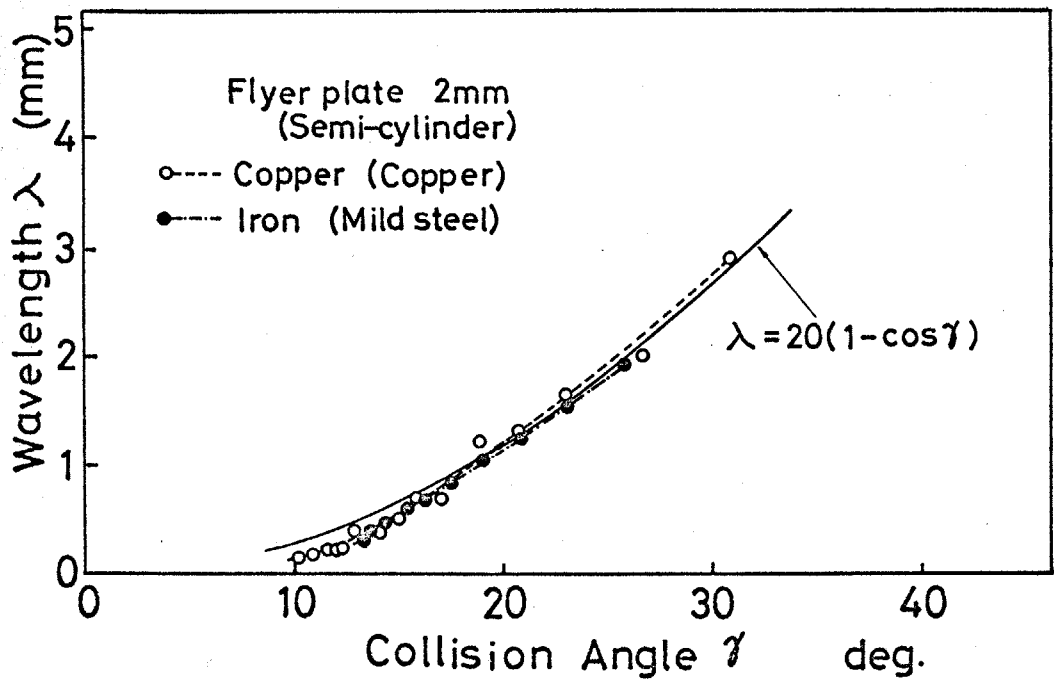


図 4.13 波の波長の測定値と計算値の比較

る。また図4.5, 図4.6, 図4.10にも $A/c = 20$ として (4.7) 式により計算した曲線を記入した。

に上のようにして求めた計算値と測定値を比較する。金属板の板厚が2mmの場合, 計算値は測定値体によく合っている。とくに測定値は衝突角度が異なる場合と同じになり, その傾向は計算値もは, 現われしている。これらのことからこの計算式を導出過程は実際の波形成の状態をかなりよく説明できると思われる。

長が小さい領域では計算値より測定値がわずかに小さい領域の波形はやや不規則であることから, 点で渦列が安定に生成されず, 乱れるため (4.7) そのまま適用できないと思われる。

厚が1mmの場合 (図4.5) 計算値が測定値より下っている。また板厚が3mm, 4mm (図4.14) になると計算値は測定値より大きくなっていく。このように板厚が変わった場合測定値と計算値が合わなくなる。 A/c を2mmの測定値に合わせて決めたためと考え A/c を板厚によって変える必要があるがもしも各板厚のCuとFeの測定値と図4.5のTi, Ag測定値および図4.6のNiの測定値をもとにして (4.7)

測定値に合うように決めた A/C の値と板厚の関係を
 図 4.15 に示した。また図 4.16 には図 4.3, 図 4.4 の測定
 A/C を図 4.15 にしたがって変えたときの (4.7) 式に
 計算値を比較したものを示した。図 4.5 にも A/C
 としたときの計算値を示した。図 4.16 で銅板 0.5
 mm 厚の計算値が測定値とかなり違ってゐるが、図 4.
 15 の A/C の値が 0.5 mm 厚のとき 1 mm などの値と比較
 すると、値が高すぎることに、またあとで示す渡辺や村上
 の測定値に合せると、 A/C の値が図 4.15 の値より低
 くなる、実線に示したあたりになると思われるのでそ
 のよって計算した。以上のよりに A/C の値が板厚
 によって変るのは次の理由によるためと思われる。

溶接過程が完全に流体としての挙動を示すのは、
 溶接付近の高圧で高い歪を受けるごく狭い領域のみ
 に限られる。またこのような領域は板厚に比例して
 狭くなると思われる。そのため溶接に発生するジェット
 の厚さも (4.3) 式や (4.6) 式のように板厚に比例し
 狭くなると思われる。

溶接過程を完全流体として扱った場合の A/C は図 4.
 15 で板厚が 0 になったときと思われる。図 4.15 で 0.
 5 mm 厚の値を除いた各点を結んだ線を板厚 0 に延長

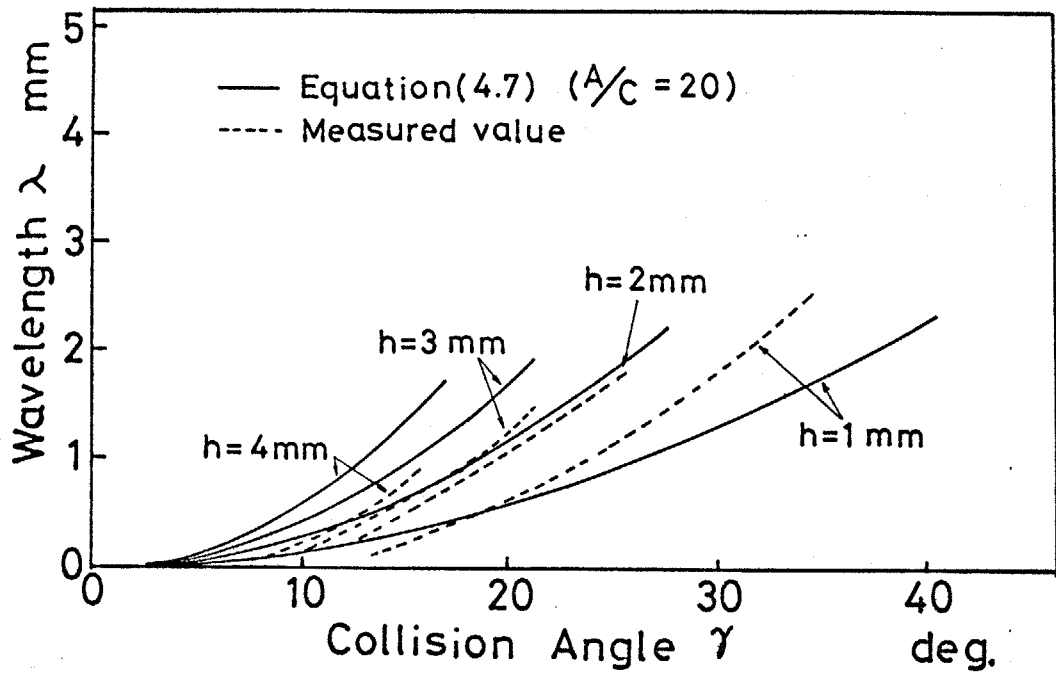


図 4.14 $A/C = 20$ においたときの (4.7) 式による波長の計算値と純鉄板-軟鋼半円柱の測定値との比較

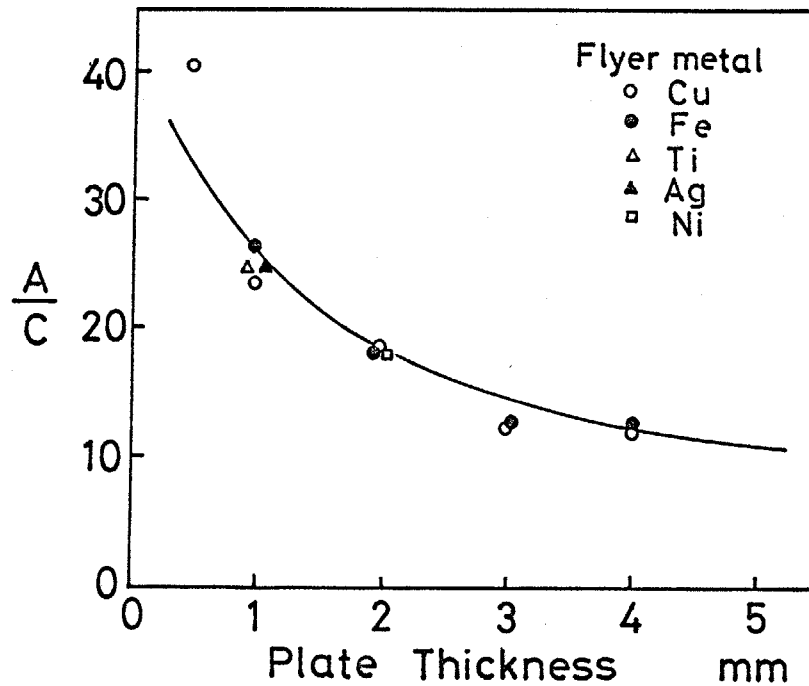


図 4.15 飛翔金属板板厚と A/C との関係

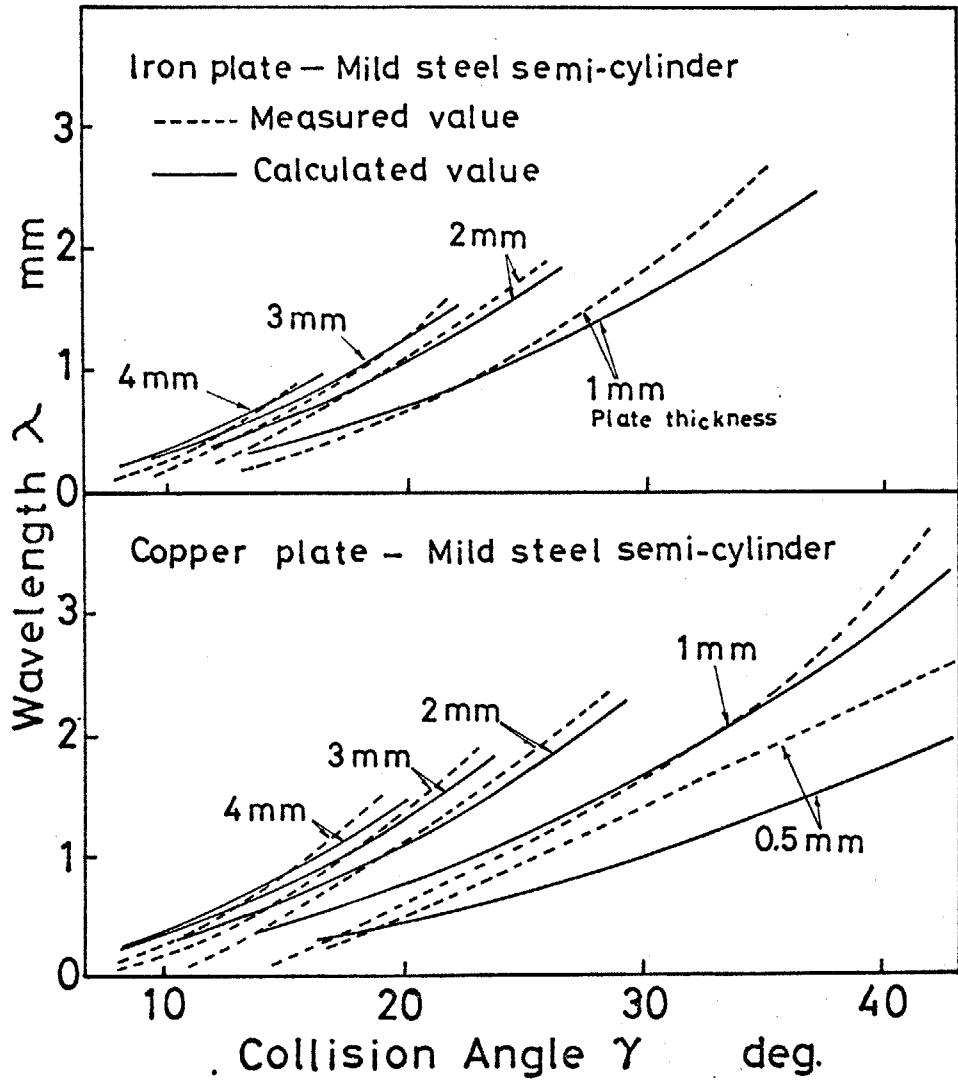


図4.16 図4.3, 図4.4に示した波の波長の測定値と A/C を
 図4.15にしたがって変えたときの計算値との比較

みると A/c は 40 から 50 になる。

にほかの研究者によつて求められた測定値とこの求めた理論値の比較を行なつてみる。図 4.17 に Dani らが半円柱法によつて求めた測定値を示した。⁸⁾ 試料として飛翔金属板は厚さが 0.080 in. (2.0 mm) の銅板で、半円柱は半径 5 in. (127 mm) の軟鋼である。この測定値と筆者の求めた計算値を比較すると、 Dani らの求めた測定値が 1.4 倍ほど大きいのが、衝突と共に波長が大きくなつていく傾向はよく合つて、また図 4.17 には Hunt の求めた計算値⁷⁾ を比較のたし示した。この計算値は測定値の半分位であるが、角度と共に増加していく傾向は比較的合つてゐる。Hunt の計算はジェット流と母材の流れの不連続面の不安定振動に基いた考へによつてなされてゐる。実際の波形成の際にそのような現象が生ずるが、筆者は疑問を持つてゐる。図 4.18 ~ 図 4.21 に見え、村上らが弾丸実験によつて求めた測定値³⁾ と計算値を比較したものである。この実験は薄い金属板に作られた平頭弾丸を一定速度でうち込み、その際に発生した波の波長を測定したものである。図 4.18 は金属板に 0.5 mm 厚の銅板および鉛板を用いた場合

銅板の測定値は筆者の計算値と非常によく一致している。図4.19は金属板にステンレス鋼板およびア
板を用いた場合である。この渡辺、村上らの求め
定値の中で衝突角度が 10° あたりは筆者の半円柱
求めた測定値よりかなり大きい値を示しているが、
 30° になると両方の測定値がかなりよくあ
る。図4.20は衝突角度を一定にしたときの金属
板厚と波長の関係をみたものである。筆者の計算
比較した場合、板厚が 1.5mm のとき衝突角度 7.5°
 15° のとき測定値がかなり大きくなっている。 0.5
 1.0mm の板厚のときおよび衝突角度 30° のとき
的によく一致している。いままでの研究で衝突角
一定のとき波の波長は板厚と共に増すという報告
渡辺、村上らの報告によつて始めてだされたが、
このような現象も筆者の考へによつて説明できる。

(5)式および(4.7)式で波長 λ は衝突角度 γ が一
おれば、衝突速度 v_c に無関係な値を示すはずで
。図4.21は渡辺、村上らの測定値で、板厚および
角度を一定にしたときの弾丸速度の影響をみたも
ある。^(参考)この場合の計算値は一定値になり、それ
の中に記入した。銅板の場合弾丸速度が 500m/sec

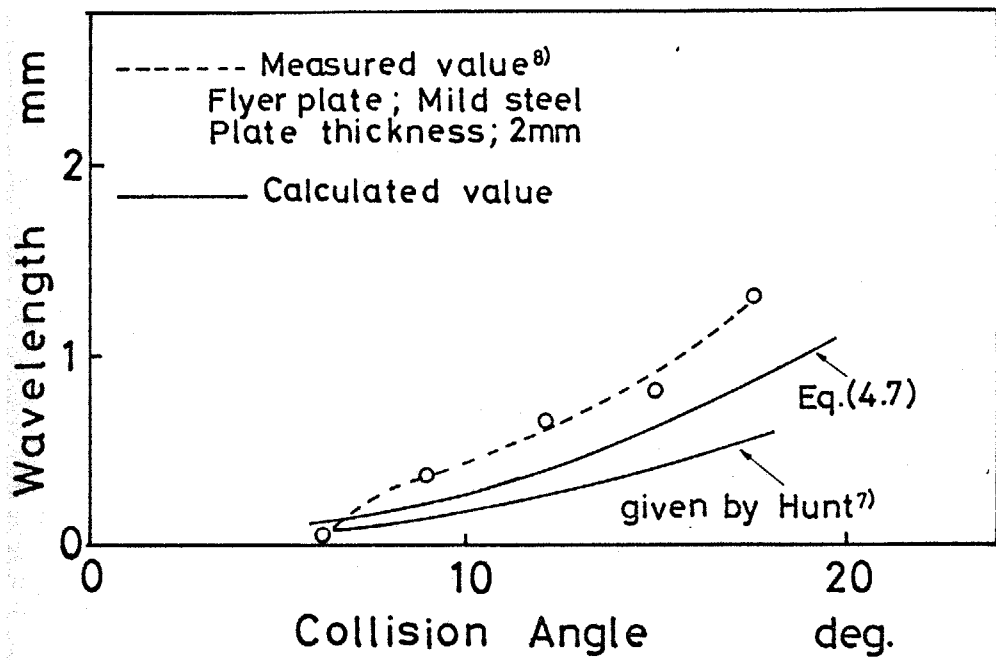


図 4.17 Bahrani らの求めた測定値と筆者の計算値との比較 (波の波長と衝突角度との関係)
Hunt の求めた計算値も記入した。

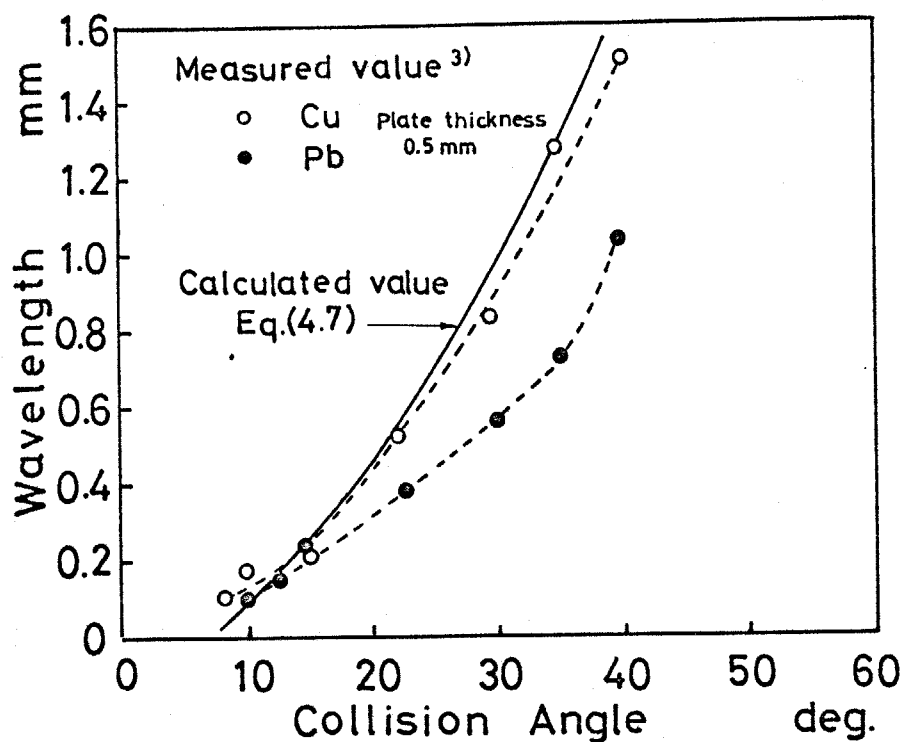


図4.18 渡辺らの求めた測定値³⁾と筆者の計算値との比較
(波の波長と衝突角度との関係)

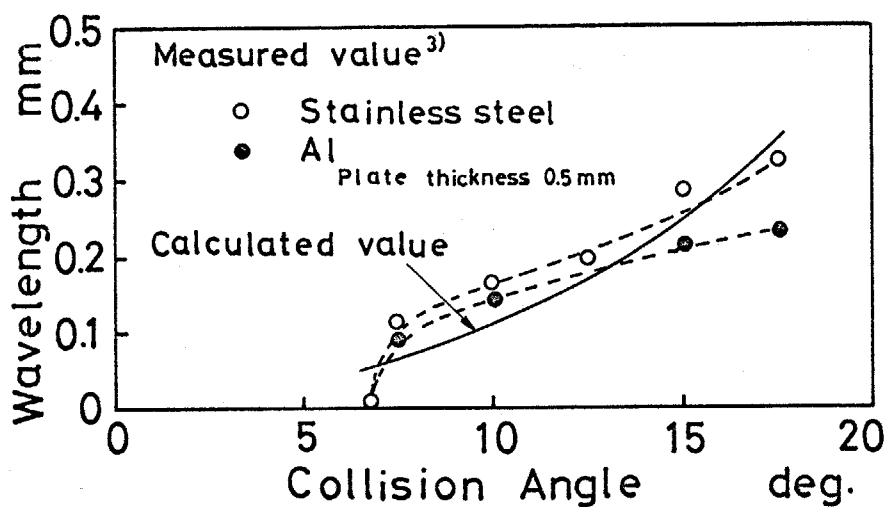


図4.19 渡辺らの求めた測定値³⁾と筆者の計算値との比較
(波の波長と衝突角度との関係)

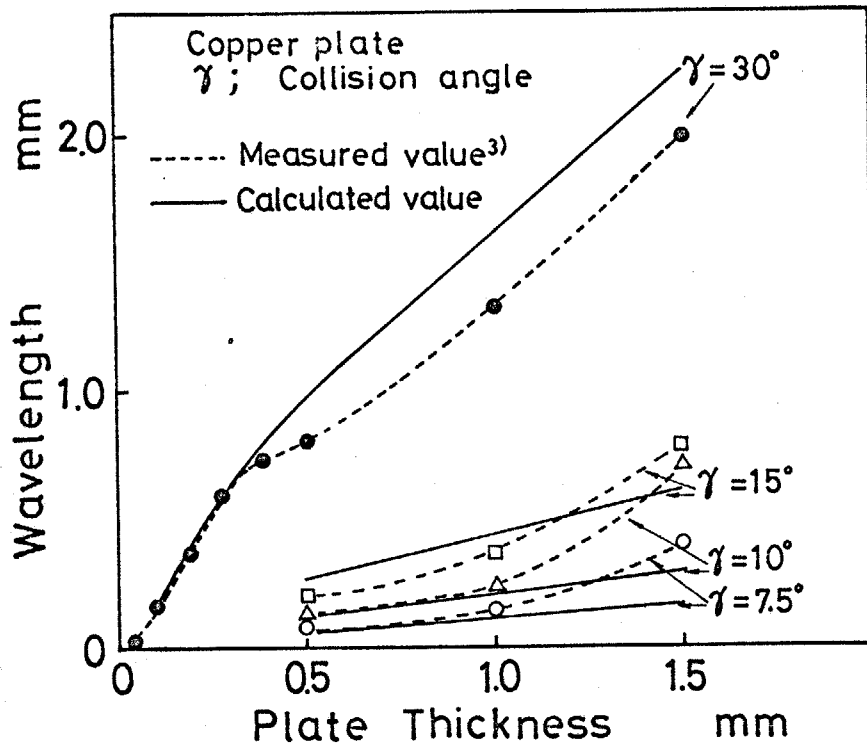


図 4.20 渡辺らの求めた測定値³⁾と筆者の計算値との比較
 (衝突角度が一定のときの波長と板厚の関係)

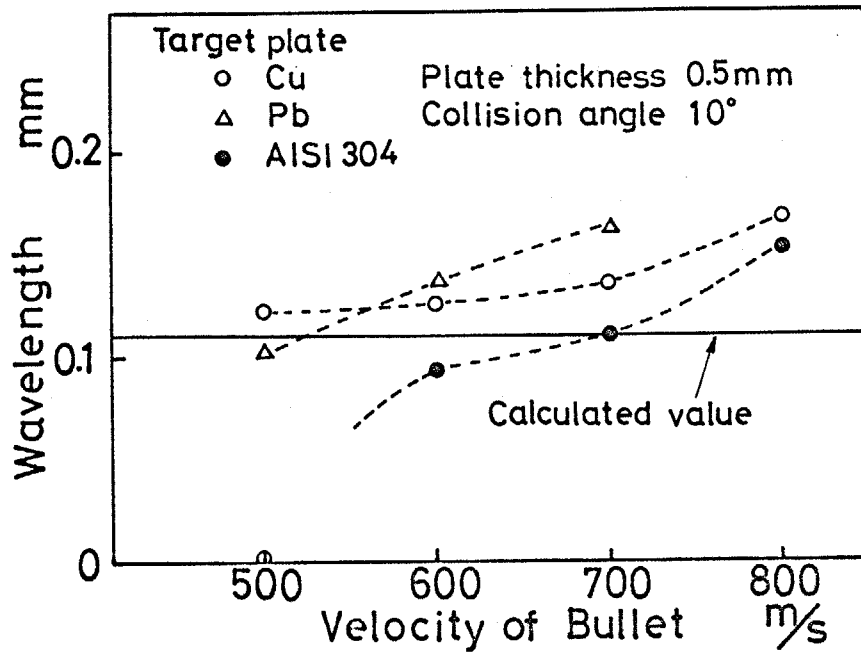


図 4.21 渡辺らの求めた測定値³⁾と筆者の計算値の比較
 (板厚, 衝突角度が一定のときの波長と衝突速度の関係)

700 m/sec のとき波長はほとんど一定値となっており、しかしほかの測定値は弾丸速度と共に波長は少くなっている。これは衝突速度が早くなると衝突点附近体としての挙動を示す領域がいくらか広がって、スポット景が薄くなったため波長が大きくなったものと考えられる。

に対称衝突の場合を考えた。実験値が2割しかなく、 A/C の値が図4.15 に示した値に合わない。これらの場合の A/C を求めている。

4 mm 厚の純鉄板の対称衝突；衝突角度 $2\gamma = 18.6^\circ$ 、値の入は 1.49 mm。 A/C は 28 になり図4.15 から値の約2倍である。

5 mm 厚のアルミニウム板の対称衝突；衝突角度 23.2° 測定値の入は 2.29 mm。 A/C は 22 で図4.15 から 5 mm に延長して求めた値の約2倍である。

のように対称衝突の A/C は図4.15 に示した値と異なっている。さらに実験を産ね、検討する必要があると思われる。

図4.5 によると流体内の渦は丸い形状であるが、衝突速度 v_c は弾丸速度 v と衝突角度 γ による2次式のように

$$\text{計算される} \quad v_c = v / \tan \gamma$$

4.4 の鉄の接合界面にみられる渦はつぶれて細長
 状を示している。これは爆接では流体的挙動を示
 すが、接合界面のごく近くのみでそのまわりは剛体
 挙動を示すため、押しつぶされたためと思われる。
 図4.7に示すように波長が長くなったとき、波高
 長に比例して大きくなるものも、このような剛
 体挙動を示す領域に妨げられたためと考えられる。
 に焊接する金属の間の密度差が大きい場合につ
 いて挙げてみる。図4.6で飛翔金属板がアルミおよ
 び銅の場合、波の波長はほかの金属板に比して小さ
 かった。また図4.18の場合鉛板の方が銅板に比較して波長
 が大きくなっている。この場合いずれも両金属の密度
 差が大きい場合である。両金属板の密度が異なる場
 合は第3章で示したように衝突点で速度ずれが起ること
 が知られる。したがって衝突点に Kármán の渦列が安
 全発生しないため、計算値がそのまま適用できない
 と思われる。このような密度差の大きい場合の波の
 については今後検討してみたい。

4 結 論

発火接の接合界面の波の生成を研究するため、半
法および有角法により、波長と衝突角度の関係を
調べ、波の生成機構を検討した結果、次のような
を得た。

衝突角度が大きくなると波の波長は長くなる。ま
た翔金属板の板厚が厚くなると、同じ衝突角度のと
波長は長くなる。しかし波の消失するときの臨界
速度は板厚によらず、ほぼ一定である。波の波高
長と同様に衝突角度と共に大きくなると、波
波長の比は衝突角度が変化してもほぼ一定となる。
また翔金属板の板厚が一定で、金属の種類を変えて
したとき、衝突角度と波長の関係は半円柱金属と
して密度がとくに小さくない限り、大体同じ傾向
を示す。

有角法では波長と衝突角度の関係は半円柱法の結
果とほぼ等しいが、衝突開始点からの距離が長くなる
波長は長くなる傾向がある。また衝突開始点で上
下板を接触させた場合、その近くでは波は発生せ
ず、30mm位までから発生する。

一部切断し、銀ろうで埋めた試料を爆接して、接

面を観察した結果、接合界面では銀ろうが衝突方向に波長位流れており、波頭部の銀ろうは流れの方向渦を形成しているのが認められた。

接合界面の波や渦の形などが流体中の Kármán の渦に似ていることから、波形は衝突時に界面に Kármán 渦の生成を来し、生じたと考えて波の波長計算を行った結果、衝突角度と波長の関係は測定値とがほぼ一致した。またほかの研究者によって求められた波長の測定値ともよく一致した。波長に大きい影響は衝突角度と板厚の影響についての理論的説明がなされた。

第4章の文献

- R. Abrahamson; "Permanent Periodic Surface Deformation Due to a Traveling Jet." J. Appl. Mech., Vol.28(1961) p.519
- S. Bahrani and B. Crossland; 'Explosive Welding and Cladding: Introductory Survey and Preliminary Results.' Proc. Inst. Mech. Engrs., Vol.179(1964) p.264
- 池, 村上, 向井, 松下, "爆接境界波形の弾丸実験による一考察" 圧力, Vol.9(1971) p.2287
- Klein. 'Gefügeänderungen Beim Explosivplattieren von Stahl und einigen Nichteisenmetallen.' Z. Metallkde., Bd. 10(1965) p.261
- Keller; 'Beiträge zum Explosivplattieren.' Z. Metallkde., Vol.10(1968) p.383
- R. Cowan and A.H. Holtzman; "Flow Configuration in Colliding Plates; Explosive Bonding." J. Appl. Phys., Vol.34(1963) p.28
- N. Hunt; "Wave Formation in Explosive Welding." Phil. Mag., Vol.17(1968) p.669
- S. Bahrani, J.J. Black and B. Crossland; "The Mechanics of Wave Formation in Explosive Welding." Proc. R. Soc. A., Vol.312(1967) p.123
- H. Otto; 'Aspects Relating to the Welding Mechanisms.' N.A. Conference on H.E.R. Working of Metals., Oslo, 1964. p.173
- D. Chadwick et al; "Explosive Welding of Tubes and Tubeplate" Int. Weld. J., Vol.15(1968) p.480

Homan; 'Einfluß großer Zähigkeit bei Stromung um Zylinders.'
Forsch. Geb. Ing-Wesen., Bd.7(1936) p.1

一部 "流体力学" 第3版 岩波全書

第5章 爆発圧接の接合界面附近の金属組織

5.1 まえがき

爆発圧接の接合界面附近の金属組織的観察はいままでの研究報告で述べられている。それらの研究で接合界面附近の結晶粒は接合界面に沿って強い塑性変形を受け、細長く伸びていることは光学顕微鏡や電子顕微鏡による観察が認められており、変形した結晶粒は大きな双晶が生じていることも報告されている。界面附近の硬度の測定も多くの研究者によって行われ、接合界面での硬度の上昇は転位や点欠陥の増大によっていることなどが報告されている。^{リ〜9)}

著者も第3章、第4章で述べたように接合界面附近常に強い塑性変形を受けていることを光学顕微鏡によって観察した。また衝突点は数10Kb から数100の超高压にさらされることが考えられることなど、本章では接合界面で生ずる金属組織的な変化を、硬度の上昇、転位などの状態、変態相、再結晶などについて検討を行なった。

2 供試材料および測定方法

章で金属組織の観察に用いた試料は本研究のために作製したものでなく、他の章で種々の測定に用いた試料である。

度の測定を行なった試料は第6章で溶融層の観察に用いた粉状爆薬で接合した試料、および半円柱法での測定に用いた試料などである。

金属組織の撮影には光学顕微鏡および電子顕微鏡にレプリカ法と透過法によって行なった。次に電子顕微鏡による撮影方法を述べる。

レプリカ法による撮影は試料を研磨後、軽くエッチして、カーボンレプリカによって撮影試料を作った。爆接試料は接合界面が強い加工を受けているため、エッチングによって強く腐食され、レプリカが界面に破れる割合が多かった。異種金属爆接の場合に困難であった。

電子顕微鏡による透過撮影に用いた試料は第7章に残留応力の測定に用いた試料で、母材は12mm厚炭素鋼板、合せ材は3mm厚の極低炭素鋼板である。前に約 10^{-4} mmHg以上の真空中で600℃、30分間焼鈍を行なった。この焼接した試料から爆接方向に

厚さ 0.5mm の薄い板を切り出した。その薄板が
 接境界を含むようにして幅 4mm の細片を多数作
 った。細片のあるものは真空中で 500°C において5分間、
 700°C において5分間および 700°C において30分間
 した。爆接したままおよび焼鈍した細片を化学研
 磨液 ($50\text{CC HF} + 95\text{CC H}_2\text{O}_2$) 中で厚さが 0.1mm になるまで
 研磨した。爆接境界を直径とする直径 3mm の小円
 板を作った。過塩素酸1容 + 氷酢酸15容の電解研磨液
 を用いて、小円板をジェット研磨して爆接境界を中心
 とする直径約 2mm の円いくぼみを作った。これらの円
 板に直径 2mm の穴を持つ幅 5mm 、長さ 10mm の2枚
 の板片間に、穴とくぼみが一致するようにはんだ
 を溶かし、電解研磨を行ない、爆接境界付近に小孔があ
 るように研磨を停止して透過電子顕微鏡用の試料とし
 た。試料の製作過程を図5.1に示す。

観察に用いた電子顕微鏡は加速電圧 100KV で、
 の接合界面付近にあった小穴の端の薄い部分に像
 を撮り、透過電子顕微鏡像を撮影して微小組織を調べ
 た。写真5.1に電解研磨によって接合界面付近に小孔
 があった試料の一例を示す。合せ材側は母材側より炭
 素の含有量が少ないので、純鉄と同じような組織を示

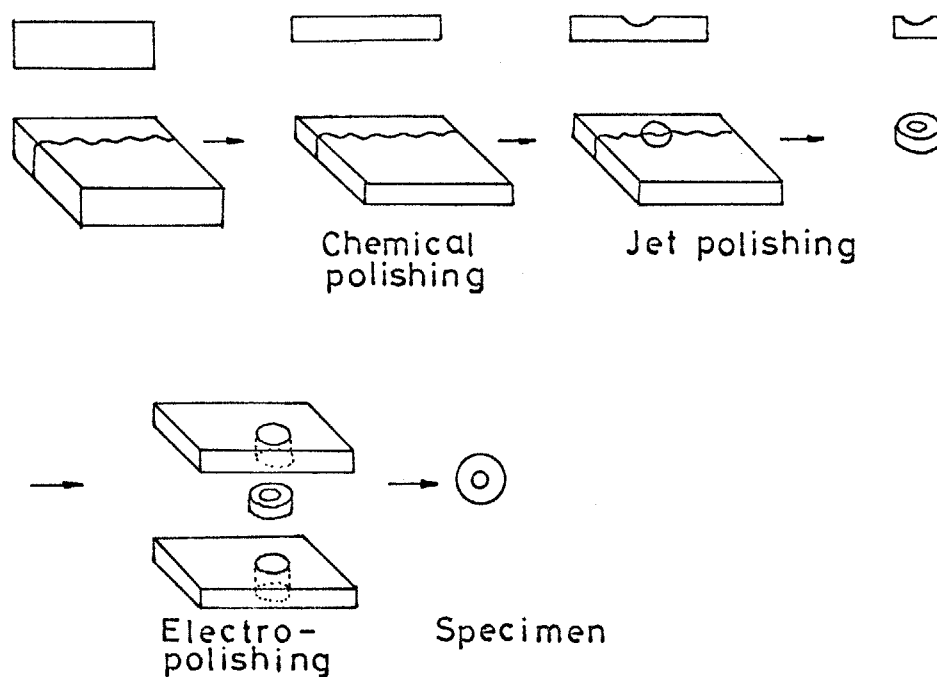


図5.1 透過電顕用試料の作製方法

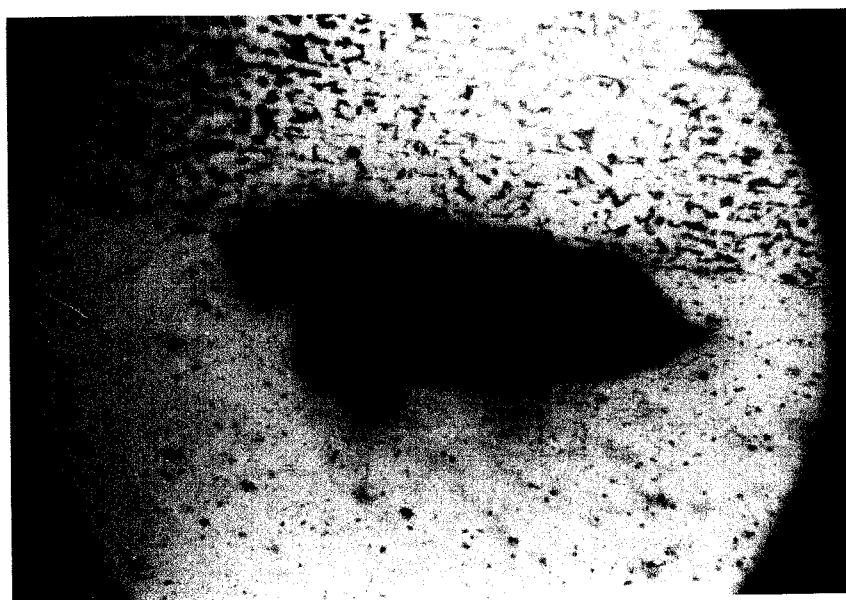


写真5.1 電解研磨によって接合界面に穴のあった試料

いる。このように両材料の組成がいくらか異なり、
 ため、爆接境界の両側を電顕像が撮影できる位
 時に薄くすることがかなり困難であった。さらに
 したままの試料は接合界面附近の電解研磨速度が
 よりはなれた場所のそれと異なっていたので、境
 近を薄くすることがきわめて困難であった。

に述べた試料のほか純鉄板の両面を接した試料
 部透過撮影を行なった。

3 実験結果および考察

1 接合界面附近の微少硬度測定結果

5.2, 図5.3に粉状爆薬で爆接した試料(第6章
 した試料)の接合界面附近の微少硬度分布を示す。
 試料は入手のまま爆接したもので爆接前の熱処理
 をしていない。Ni以外は接合界面近くになると
 が上昇している。これは接合界面近くでは塑性変
 が大きくなるため、あとで示す転位の増加によ
 ると考えられる。ニッケルは硬度が低下しているが、
 前に加工硬化を受けていたのが衝突時の発熱によ
 り、回復し軟化したためと解される。接合前に熱処

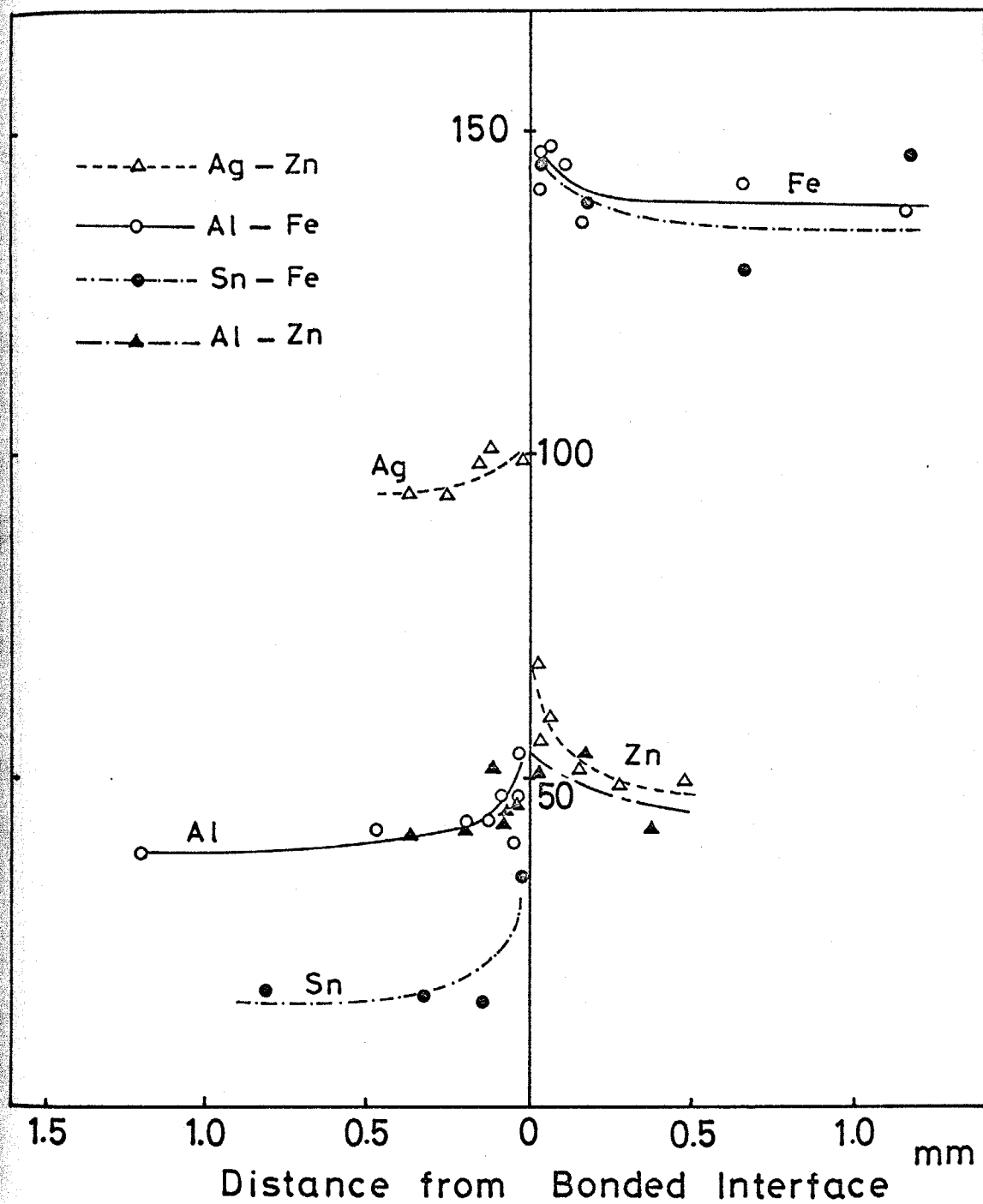


図5.2 爆接接合界面附近の微小硬度分布

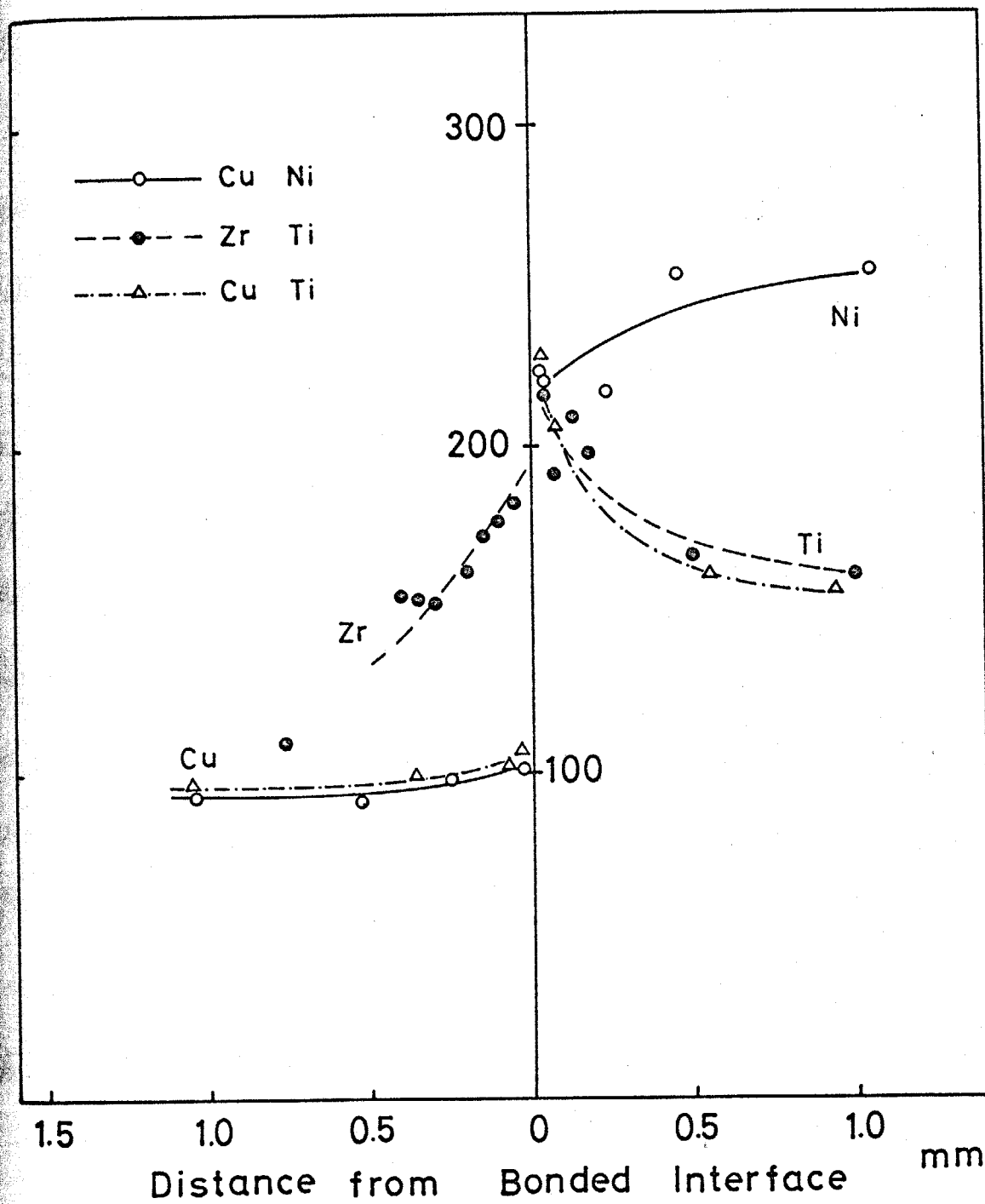


図5.3 爆接接合界面附近の微少硬度分布

存在、たニッケルでは、図5.5に示すように塑性量が大きくなるほど硬化している。図5.2, 図5.4, 図5.5, ジルコニウムは界面から離れたところ硬化しているが、銅, 鉄, アルミなどは硬化領域が 0.1μ 位で狭い。

5.4, 図5.5には軟鋼半円柱に2mm厚の純鉄板、1mm厚のニッケル板を接合したときの接合界面附近の硬度分布を示す。試料はすべて爆接前に 800°C , 1時間の真空焼鈍を行なっている。測定は図中に示した衝突角度の位置で行ない、衝突角度の影響もみることができる。図5.5のニッケル板側の硬度をみると接合界面に近づくほど高くなっているが、衝突角度が大きくなると全体の硬度が上昇していることを見られる。これは衝突角度が大きくなるほど、前のニッケル板に対して、接合後のニッケル板の塑性加工がより強い塑性加工を受けたためと考えられる。図の中に各衝突角度についてニッケル板の外表に引いた割合を示した。純鉄板および軟鋼半円柱の硬度は衝突角度が大きくなってもニッケルの場合ほど衝突角度の依存性は、乏しい。図5.4に示した1mm厚の純鉄板と軟鋼半円柱の試料について、衝突

と微小硬度の関係を図5.6と図5.7に示す。図5.6は接合界面と界面から軟鋼半円柱側に50 μ , 100 μ , 200 μ , 300 μ はなれた点の硬度と衝突角度との関係、図5.7は接合界面から純鉄板側へ50 μ , 100 μ , 200 μ , 300 μ はなれた点の硬度と衝突角度の関係である。衝突角度が10.5°までは接合界面に波は発生してゐない。界面での塑性変形は全く生じてゐない。波の発生は10.5°から26°で波は消滅して直線状界面になる。図5.6および図5.7において衝突角度が10°から16°の範囲で、界面の硬度が非常に高くなる。それ以上の角度になると急に硬度は低下し、角度がさらに大きくなると硬度は徐々に上昇して行く。このように硬度変化が衝突角度に対して不連続になるのは鉄の場合だけで、ニッケル、銅にはみられない。図5.2(a)~(c)にこの試料の接合界面の顕微鏡写真を示す。(a)は衝突角度が13.5°から16°の範囲、(b)は19.5°から22°の範囲、(c)は波状界面から直線状界面になるところ、26°前後である。(a)の接合界面付近にエッチングによる2層くみえる非常に微細な組織が現われ、この組織の硬度は非常に高い。これはそのような組織は現われないう。この硬い

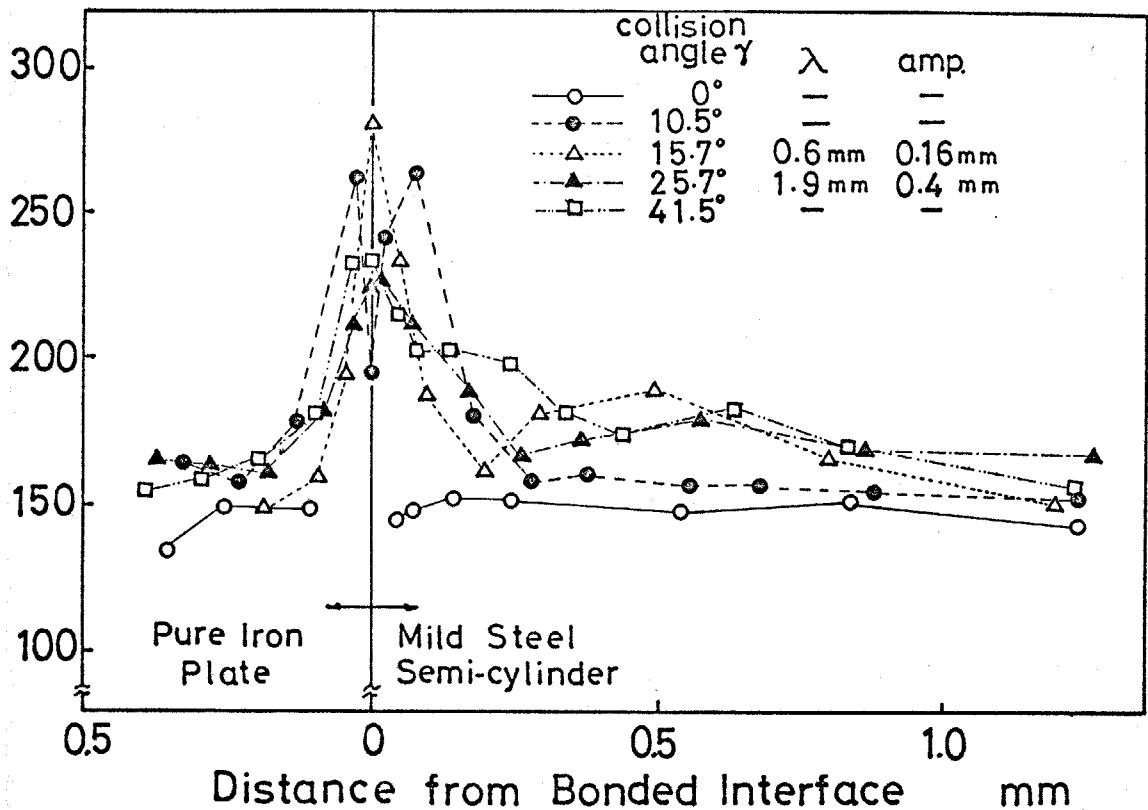


図 5.4 純鉄板-軟鋼半円柱の各衝突角度における微硬度分布

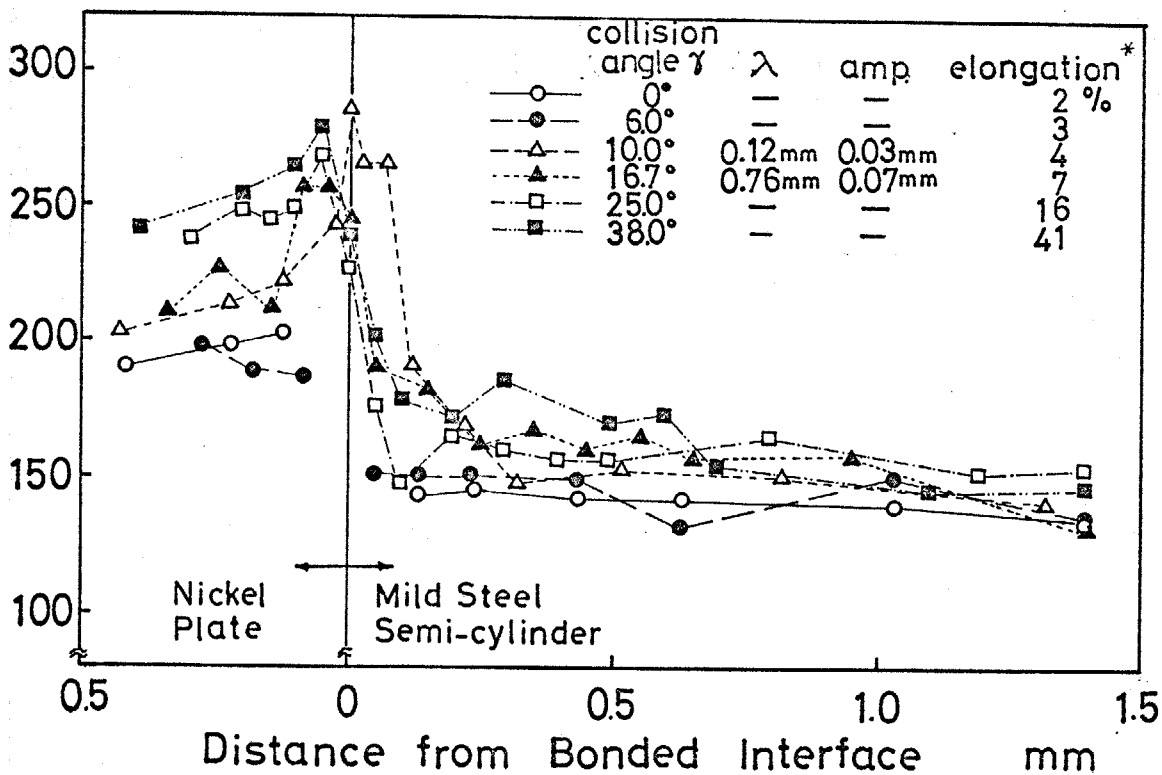


図 5.5 ニッケル板-軟鋼半円柱の各衝突角度における微硬度分布

* 接合後ニッケル板表面の伸びの割合

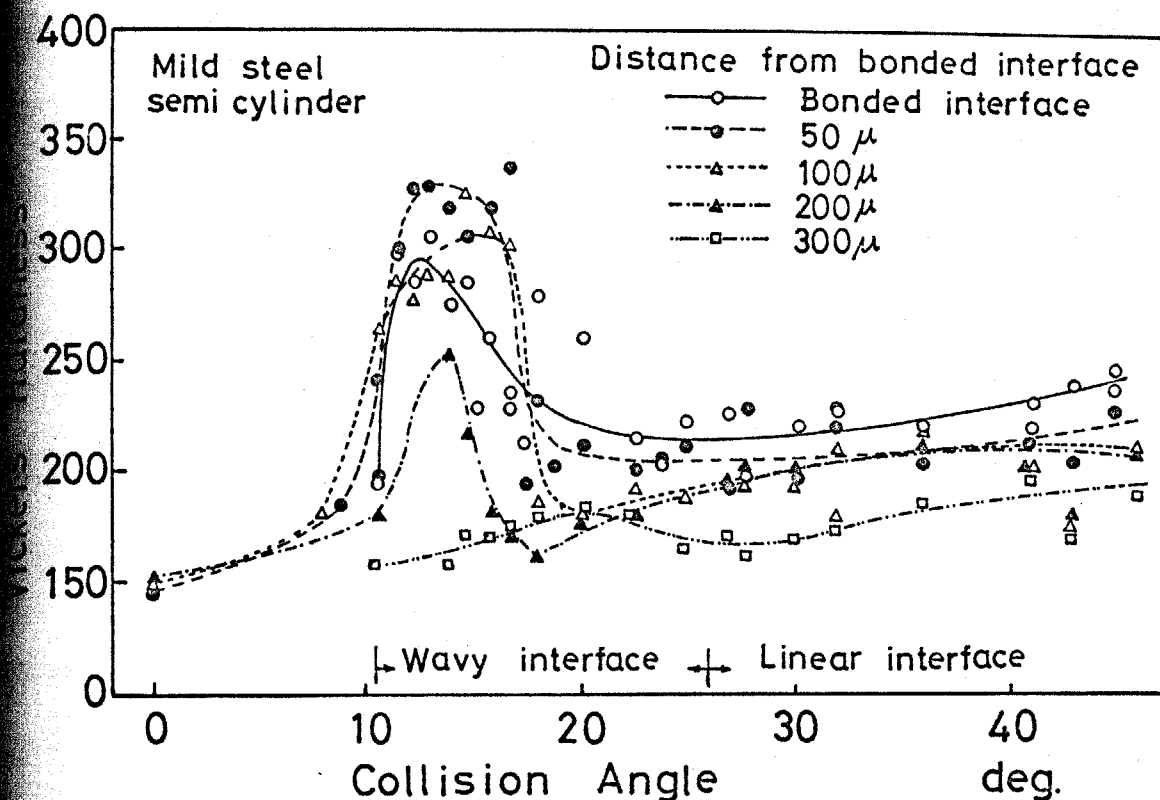


図 5.6 純鉄板-軟鋼半円柱の接合界面および接合界面から半円柱側に 50 μ , 100 μ , 200 μ , 300 μ はなれた点の微少硬度と衝突角度の関係

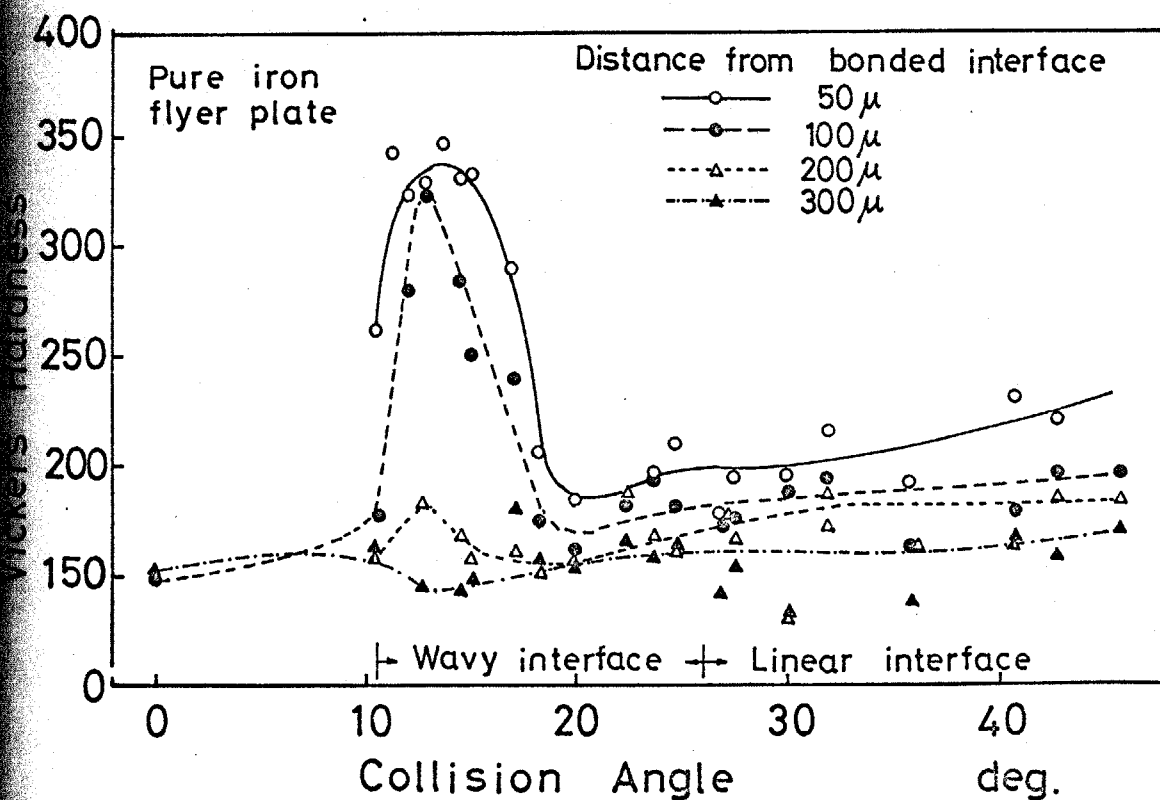


図 5.7 純鉄板-軟鋼半円柱の接合界面から純鉄板側に 50 μ , 100 μ , 200 μ , 300 μ はなれた点の微少硬度と衝突角度の関係



Pure iron plate

a

Mild steel semi-cylinder

↑ 13.4° Collision angle 16.0° ↑



b

↑ 19.3° 21.0° ↑



c

↑ 30.7° 32.7° ↑

X50

写真5.2 純鉄板-軟鋼半円柱 接合界面の金属組織

衝突時の高圧によって生じた変態相の痕跡と考
れる。この変態相についてはあとで述べる。

変態相によると考えられる硬化領域で、界面での硬
度50 μ 、100 μ の点の硬度より低くなっている。こ
れは衝突時に界面に発生した熱によって軟化したため
と考えられる。衝突角度が17°以上になり変態の影響
が小さくなり、界面の硬度がもっとも高くなる。

これは全体に変態相による硬化領域の硬度より低くな
っているため、発熱による軟化の程度が小さいためと
考えられる。衝突角度が大きくなると硬度が徐々に上
っているのは、ニッケルの場合と同様、界面附近の
変形量が増し加工硬化したためと解される。

このような硬化がなぜ生ずるかを電子顕微鏡透過写
像によって調べたので、次にその結果を示し考察を試
みる。

2 電子顕微鏡による転位の観察

電子顕微鏡透過観察に用いた試料は軟鋼-軟鋼の接
合である。写真5.3~写真5.7が撮影した透過電子
顕微鏡写真である。

写真5.3は接合界面を撮影したもので境界部は約0.8 μ

を持つ帯状となつてゐる。このように境界がある
 有し、その幅がかなり一定してゐることから、境
 が溶融したことが考えられる。この溶融領域の外
 転位がかなり少なく $10^9/cm^2$ 位になつてゐる。こ
 の溶融領域の外側もかなり高温に加熱され、回復あ
 り再結晶によつて転位が減つたものと思われる。
 試料では再結晶してゐるかどうかあまりは、エリ
 ンがないが、あとで示すように再結晶粒が明りよう
 のられる場合もある。写真5.3のほかに接合界面
 撮影できた試料があり、試料厚さが非常に薄くな
 ため溶融領域が、エリ字、2つある。それによる
 融領域内に 0.2 から 0.5μ 位の非常に小さい結晶
 される。このような微小結晶は溶融したあと冷却
 常に急速なため生じたと考えられる。

真5.4は細片を $680^\circ C$ に加熱し、5分間保持した
 の接合界面である。界面の幅は約 0.8μ で界面幅
 ばいになつた結晶粒がみられる。これらの結晶は
 の外側の母材および合せ材中の数 10μ の結晶粒に
 してかなり小さい。これは焼鈍前に界面部にあ
 り微小結晶が、加熱によつて成長したものと考
 えられる。

また結晶内にみられる黒い小さい点は炭素ある化合物が析出したものと考えられる。転位は焼鈍にあまり少なくなっており、その密度は $10^7 \sim 10^8/cm^2$ である。

真5.5は界面より母材側に約 10μ はなれた場所の配列で、転位は黒い線となっており、整理されている。セル構造を形成しているのが非常に不明りょうであるがられる。このあたりの転位密度は $10^{10} \sim 10^{11}/cm^2$ ほど多くなっている。転位の形としては伸張変形の場合より曲りくわ、た転位および転位ループが多いと思われる。転位配列は結晶粒により、異なる。

真5.6は界面から 100μ から 200μ はなれた点でも転位は $10^{10} \sim 10^{11}/cm^2$ である。撮影場所により、転位ル構造がけ、よりみられる場合もある。

真5.6は界面から母材側へ $1mm$ はい、た点の組ありが、転位は少し減少しており、セル構造も少なくなっている。このあたりの転位は焼鈍した純鉄の引張変形を与えたときの状態に似ている。これ以上はなれても転位はあまり減少せず、 $10^{10}/cm^2$ の程度でまだかなりの転位が残留して

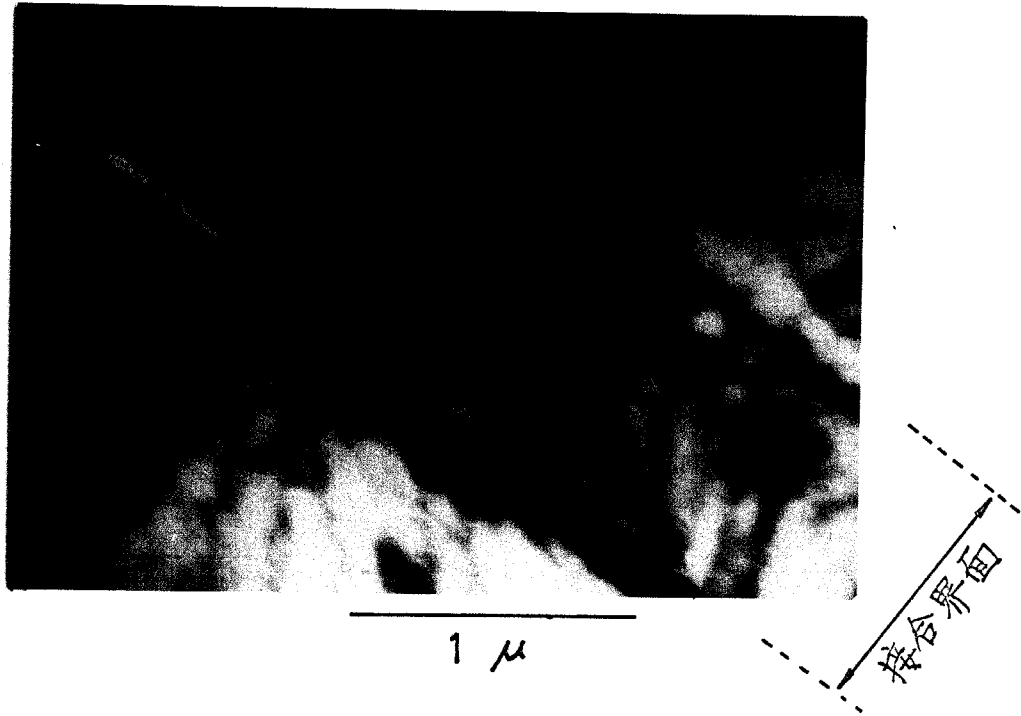


写真5.3 軟鋼-軟鋼クラドの接合界面透過電顕写真

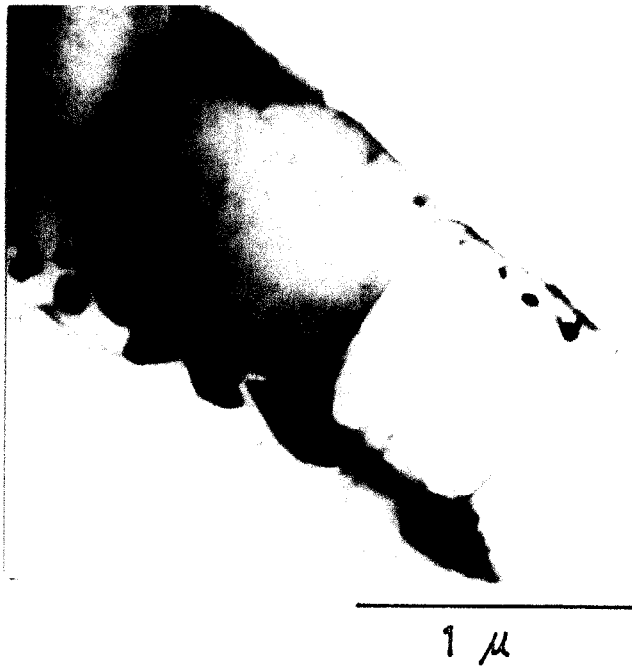
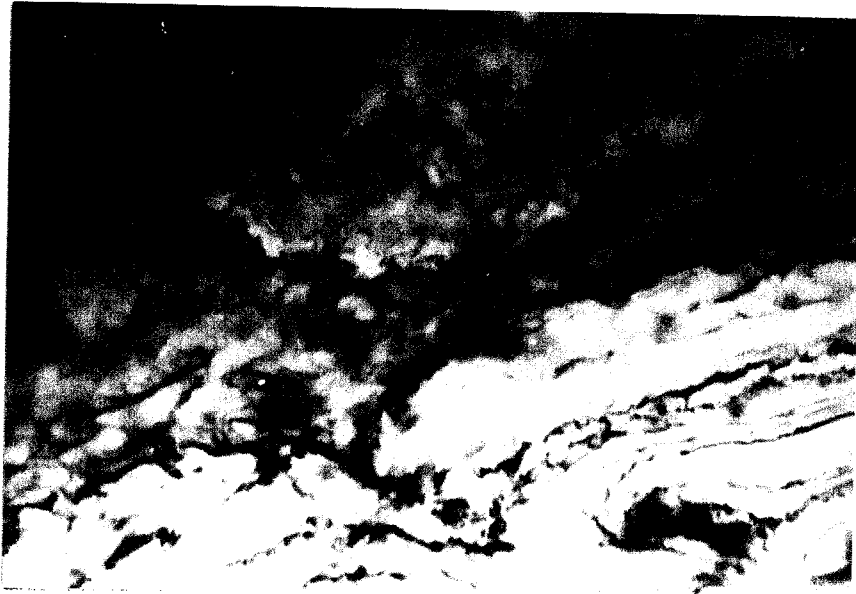
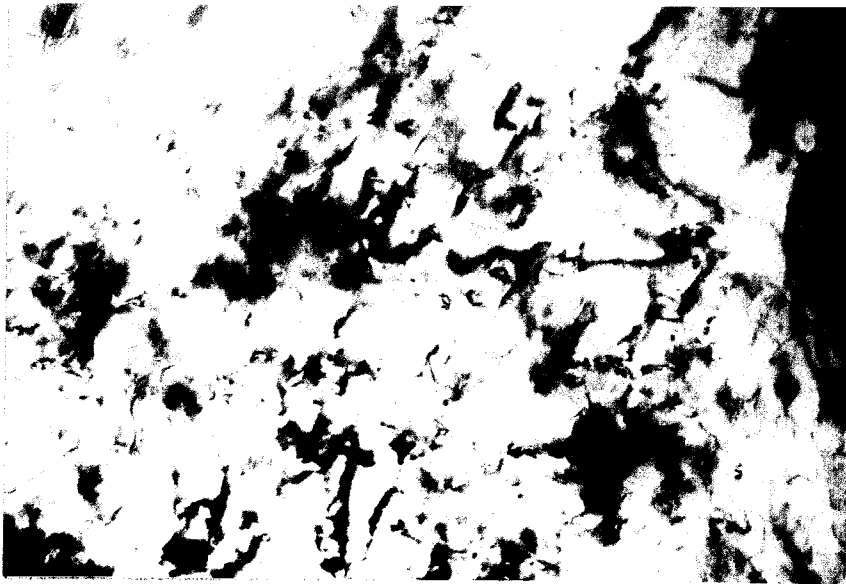


写真5.4 680°C, 5分間加熱後の接合界面



1 μ

写真 5.5 軟鋼-軟鋼 クレドの接合界面から母材側に
10μはいれた点の透過電顕写真



1 μ

写真 5.6 接合界面から母材側に 1mmはいれた真

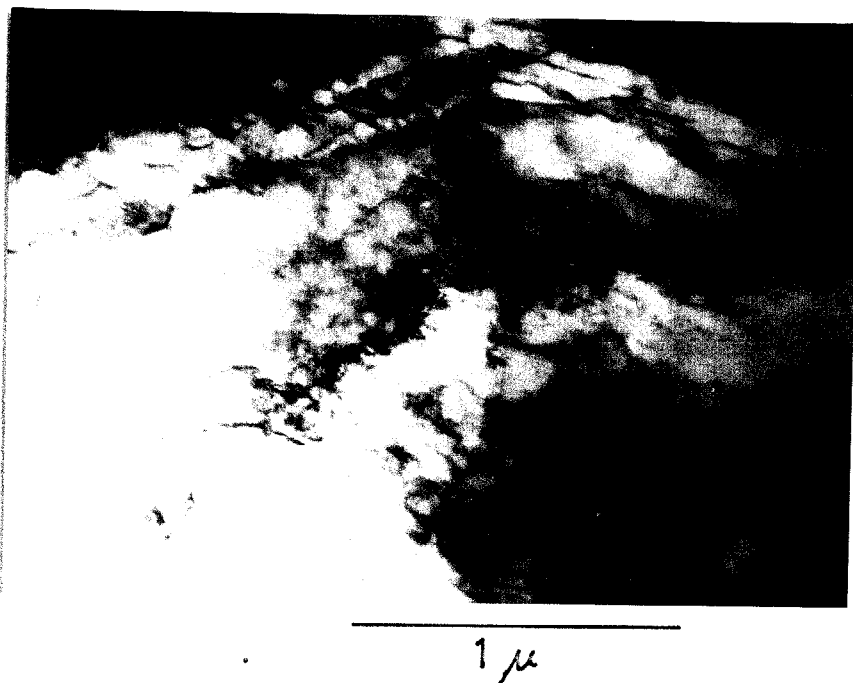


写真5.7 接合界面から合せ枚側に50μはった臭

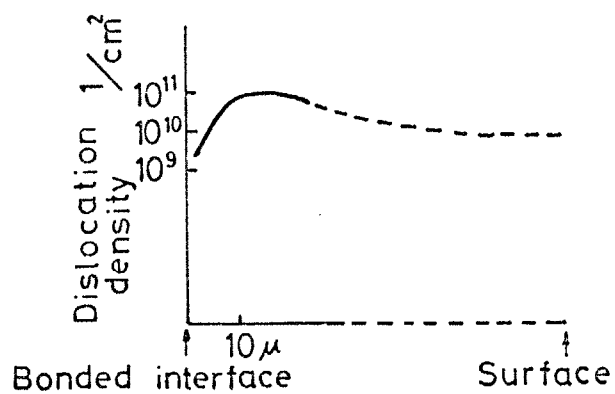


図5.8 接合界面から合せ枚および母枚表面までの
転位密度分布

ことになる。合せ枝側もほとんど同じ状態を示し
 ている。写真5.7に合せ枝側の組織の例を示す。接合
 面から50 μ はなれたところである。

透過電顕写真によつて接合界面附近の転位の状
 況を調べたが、これらの結果から転位密度が接合界面
 から距離によつてどのように変化していくかを概略
 示すと図5.8のようになると思われる。この順序
 本的には母枝側も合せ枝側も同じと考えられる。
 転位密度は接合界面近くで $10^{10} \sim 10^{11}/\text{cm}^2$ でも、とも高く
 ているが、母枝の表面になると $10^{10}/\text{cm}^2$ 位と少し低
 くなる。微少硬度*は図5.1～図5.7に示したように接
 合面近くで高く、界面からはなれると減少している。
 この結果によつて界面附近で硬度が高いのは転位が多いた
 めの結果が得られた。この結果は当然の帰結である。
 爆接枝でこのような直接観察によつて硬度の上昇
 機能的に説明したのは今までにあまりみられない。
 接合界面とそのまわりは加熱によつて溶融あるいは
 結晶をし転位がかなり少なくなつてはいたが、これ
 は μ 程度の領域なので、微少硬度にはその影響はあ
 りていない。しかし図5.6に示した非常に硬い相
 について透過電顕写真をとった試料の微少硬度分布は第7章図7.1に示す。

接合界面の加熱の影響が広範囲にわたるため、巨視的な領域に現われたと考えられる。

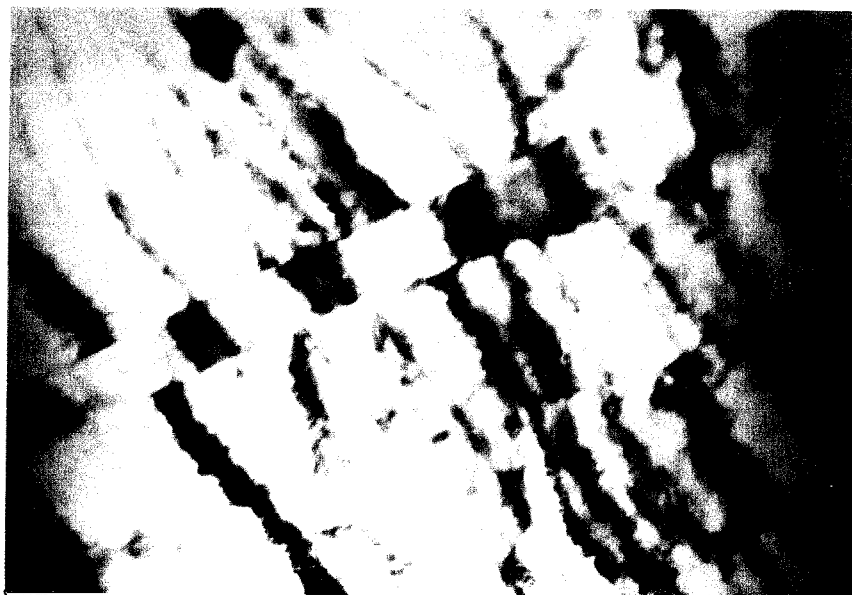
3 接合界面附近の鉄の変態組織

節の試料で接合界面から $100 \sim 300 \mu$ は離れた母材が合せ材中に細長く伸びた亜結晶粒が多数観察された。これを写真 5.8, 写真 5.9 に示す。写真 5.8 は界面から母材側に 180μ はり、たところど、幅 0.25μ , 長さ数 μ の針状の相が数本みられる。写真 5.9 は接合界面から合せ材側に 270μ はり、た点にみられる針状組織である。この針状の相は非常に小さいため顕微鏡では旧々の相として分解できない。しかるに相が非常に多くできると、エッチングした場合が黒っぽくなつた微細組織となつて現われる。写真 5.2(a) に示した接合界面附近の微細組織はこの針状組織が集まつた部分とみられる。2mm厚の純鉄板をシートで対称衝突させた試料にも写真 5.2(a) と同じ微細組織が観察された。これを写真 5.10(a) に示す。左上の組織は溶融層の鑄造組織であるが、この組織に隣合して針状組織が観察される。この部分を電子顕微鏡によつて過写真をとると、写真 5.8 と同じ針状の相が観察



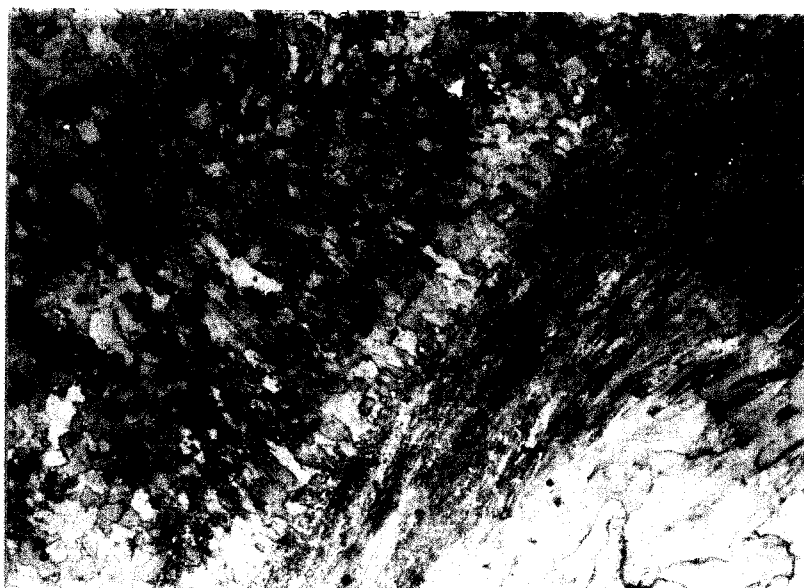
1 μ

写真5.8 接合界面から軟銅母材側へ180μ離れた点の
変態相の痕跡



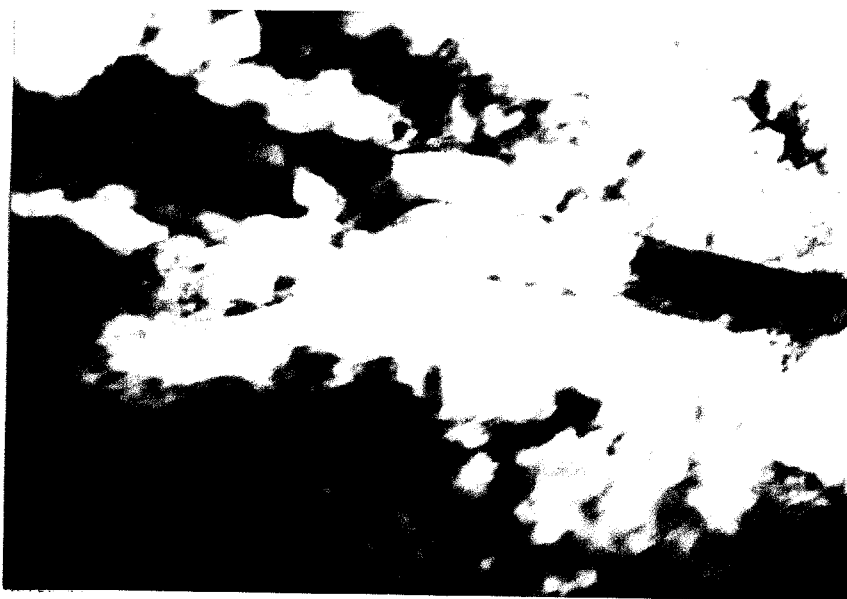
1 μ

写真5.9 接合界面から軟銅母材側へ270μ離れた
点の変態相の痕跡



a

0.1 mm



b

1 μ

写真 5.10 純鉄板-純鉄板 対称衝突の接合界面附近の組織

(a) 右側の微細組織が変態相の痕跡

(b) 変態相の痕跡の透過電顕写真

り。これを写真5.10(b)に示す。

高圧接においてこのような針状の相を透過電子顕微鏡によって観察した例はまだないようであるが、爆発に関連した研究で、鉄(鋼)に高圧の衝撃波があった場合、このような相が発生することがみられている。⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ この針状の相は衝撃波および静圧の圧力130Kbを超えると発生し、X線回折や電気抵抗の測定によって稠密六方構造を有することが確かめられている。⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾ そして一般にその針状の形や衝撃波による広範囲な瞬間的な変態などからhcpεマルテンサイトと見られている。この相は圧力が低下し130Kb以下になるとほとんどのbccαフェライトに逆変態しほとんどの結晶構造になる。しかし電子顕微鏡写真で変態した部分が痕跡として残られるのは、変態の前後で結晶の方位が変わるためである。写真5.8, 写真5.9で見られた針状の相や、写真5.2(a), 図5.6, 図5.7に示した非常に高々黒っぽい微細組織は、いま述べた高圧にhcpεマルテンサイト変態の痕跡と考えた。

εマルテンサイトは常圧では存在しないとされているが、ほかの相が存在している可能性も全くないわけではないので、微小X線回折装置により、写真5.10

細組織部分のX線回折像を撮影してみた。これを
9に示す。回折線はαフェライトのみでhcpεマルテンサイト
の相はみられなかった。

5.6, 図5.7で衝突角度 $16^\circ \sim 17^\circ$ までは界面の硬
非常に高く, それ以上の衝突角度になると急に硬
下がっているが, この硬度の高い部分はいま述べ
細組織の存在する部分であることは光学顕微鏡に
て確かめた。この微細組織が存在している衝突角
、衝突点の圧力が 130 Kb 以上になっているかどうかどう
計算によって確かめてみた。

3章と同様に爆接の衝突過程を完全流体の衝突過
考えて計算を行なった。非圧縮性流体の場合ベル
イの式は次のようになる。

$$\frac{1}{2} \rho_0 v^2 + P = \frac{1}{2} \rho_0 v_a^2 \quad (5.1)$$

点の最大圧力は第3章に述べたように $P_0 = \frac{1}{2} \rho_0 v_a^2$
る。この P_0 が 130 Kb 以上になるには $\frac{1}{2} \rho_0 v_a^2$ が
 Kb 以上になる流入速度 v_a のときである。いま流
度 v_a は飛翔速度 v_f' と衝突角度 γ が次のよう
る。

$$v_a = \cot \gamma \cdot v_f' \quad (5.2)$$

が、 130Kb 以上の圧力になるときの衝突角度 γ のよう求められる。 v_f' は(2.4)式によつて求

$$\frac{P_0}{2} v_f' \cot^2 \gamma \geq 130\text{Kb} \quad (5.3)$$

$$\cot^2 \gamma \geq \frac{2 \times 1.30 \times 10^{11}}{7.8 \times (5.25 \times 10^4)^2} = 12.15$$

$$\gamma \leq 16^\circ 43' \quad (5.4)$$

ゴ = オ曲線によると高圧を受けると金属もかなり塑性を示す。鉄の場合 130Kb のとき体積が 93.6% にするので、¹⁷⁾ 圧縮性流体のベルヌーイの式によつての減少の割合が圧力に比例するとし、非圧縮性の場合と同様な計算を行なうと、衝突点圧力が Kb 以上になるときの衝突角度 γ は $16^\circ 16'$ 以下と、この角度 γ は非圧縮性流体とみなしたときとはと変わりない。

が(5.4)に示した値すなわち約 17° より低い範囲衝突点の圧力が 130Kb 以上になり変態相の生成が可能なるが、 17° より大きい衝突角度では変態相は生じないことになる。図5.6, 図5.7で示した衝突角

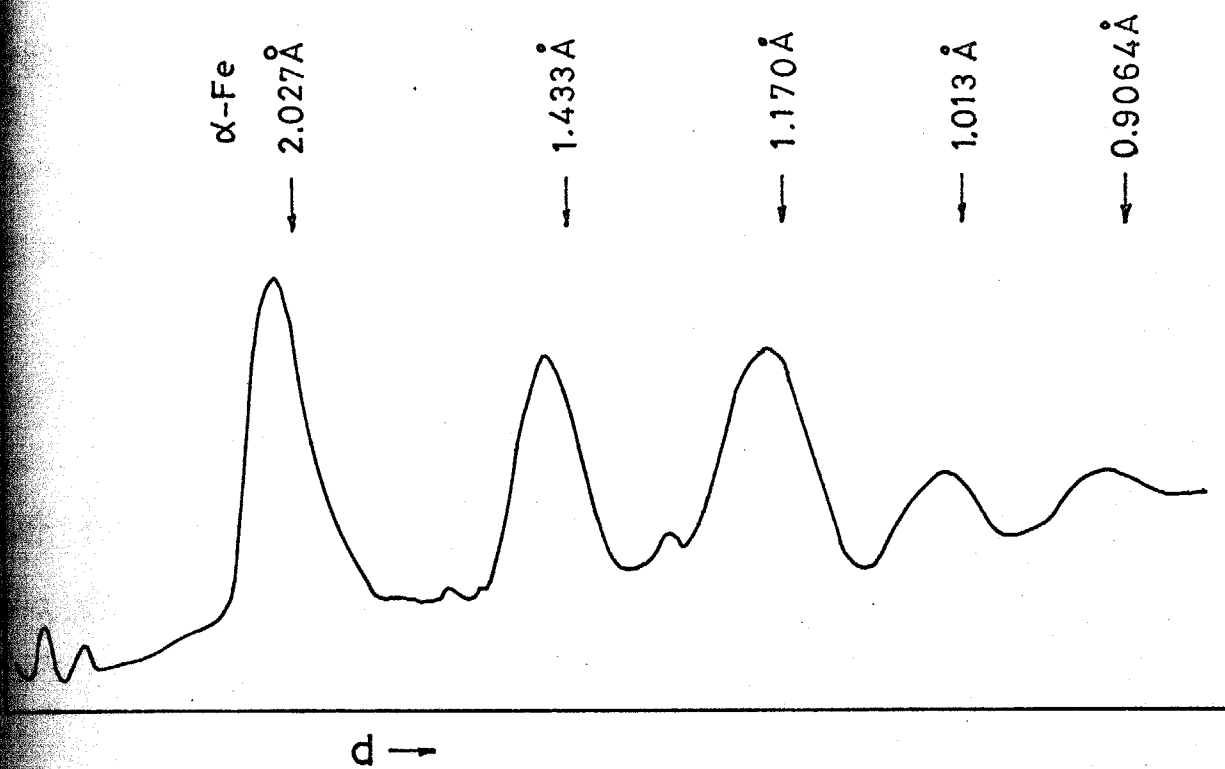


図5.9 微少X線装置による変態痕跡領域の
X線回折像

図の上に示した波長は α -Feの回折線の
の面間隔 d の大きさ

17°附近で急に硬度が変化していることと一致す

翔金属板に3mm厚の純鉄板を用いた場合、130Kbの圧力と示す衝撃角度は14°以下にあり、光学顕微鏡で変態相が生成されている角度にほぼ一致してい

4 接合界面附近の再結晶粒

3章で示した両面圧接の試料のうち、いくつかの接合界面に微細な結晶粒がみられた。Ta-Feの写真5.11(a), (b), (c)に示した。(a)は光学顕微鏡で接合界面附近の組織である。鉄側はエッチングで黒っぽくなっているのは、前節で述べた変態相跡である。この試料の接合界面のごく近くの鉄側と非常に細かい結晶粒がみられる。(b), (c)にこの部分のレプリカ法による電子顕微鏡写真を示す。接合界面に接したところでは3~10μ位の少し大結晶粒(鉄母材の結晶粒に比較するとはるかに小)が、界面から少しはなれると(c)に示したよう~5μの小さい結晶粒になる。このような微細な粒はFe-Feの両面圧接の接合界面にも多くみられ

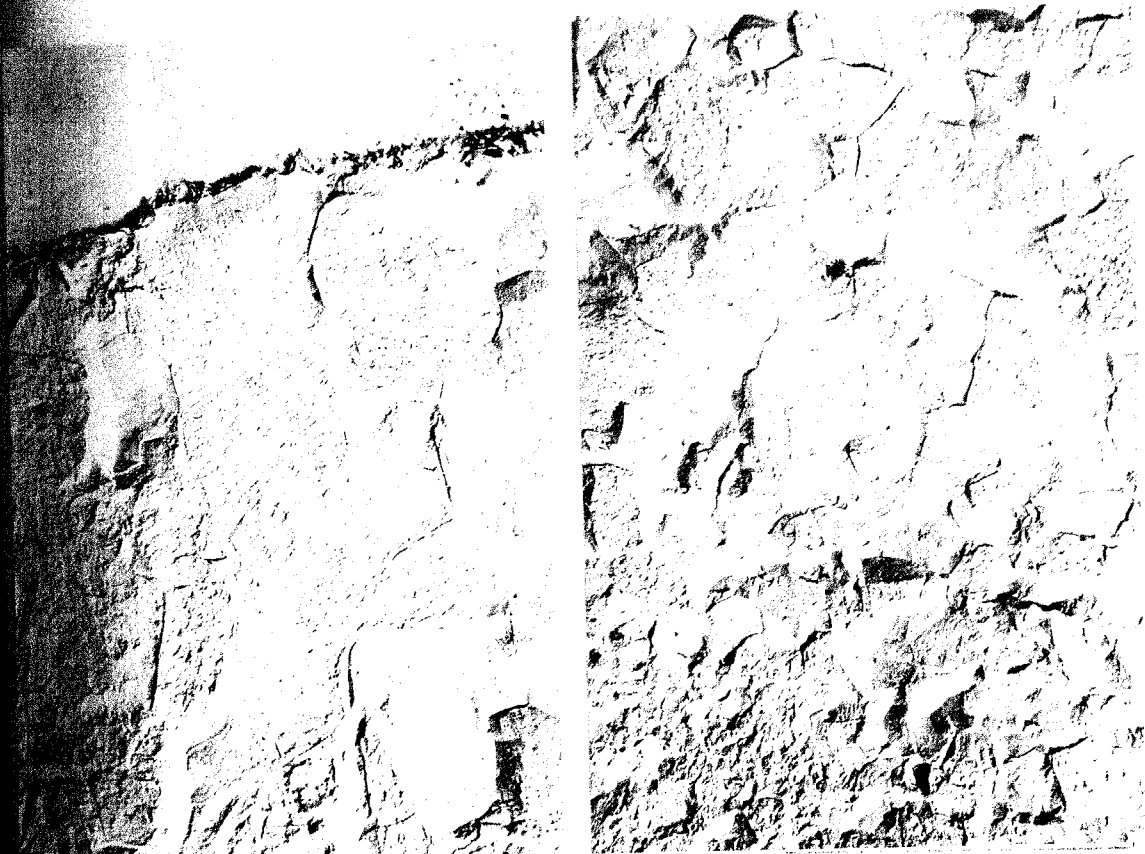


Ta

a

Fe

0.4 mm



b

5 μ

c

写真5.11 Ta-Fe 接合界面附近のFeの再結晶粒
 b, c はレプリカ法による電顕写真

その一例を写真5.12(a), (b)に示す。これらの結晶が溶融によって生じたならば、写真5.10(a)の左上に示されるような鑄造組織を呈するはずである。またFeの場合、とくに写真5.12(b)に微細結晶の中に線を入れて、もとの結晶粒界が理われている点から、これらの微細結晶は再結晶粒であると判断し、再結晶粒は鉄だけでなくニッケルや銅の接合界面からみられた。第6章の写真6.7のニッケルと47合金界面の部分で溶融層(合金層)に隣合してニッケルの先端に小さい再結晶粒がみられる。銅は母材の結晶が全体に小さいため、再結晶していることが認められるが、接合界面の波の先端部あたりの結晶は少し細化していること、また結晶の流動状態が認められることなどから再結晶したものと考えられる。

接の接合界面に回復や再結晶が生じていることは銅の場合に観察している⁸⁾。Lucasらも銅およびアルミニウムの接合界面附近を透過電顕写真で観察し、結晶を認め動的再結晶現象によって生じたものとしている⁹⁾。筆者も写真5.12(b)の接合界面附近の再結晶領域の透過電顕写真をとった。これを写真5.13(a)に示す。この写真を撮影した場所から少しはなれ

非常に強く塑性変形した細長い結晶粒を観察され
 (a)には Lucasらが撮影したと同いような 0.2μ 位
 常に小さい結晶粒のみられる。(b)は(a)と少し
 の異なるが、 1μ 位の小さい結晶粒である。次に
 ような小さい再結晶粒のどのような過程で生じた
 かを考察してみよう。

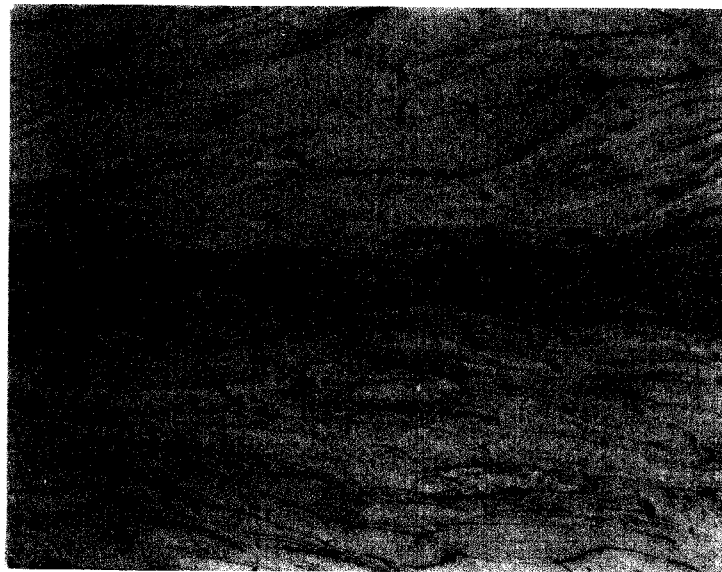
結晶粒の生成理論は種々考えられているが、Back
 の理論では加工を受けて歪んだ結晶が、焼鈍され
 により、歪のない核が生成されて成長して再結
 晶になると考えられている¹⁸⁾。しかしこの核が成長す
 るには 1μ 位の大きさになることが必要で、いま示し
 た真5.13(a)の 0.2μ 位の結晶粒よりもかなり大き
 くなる。したがって 0.2μ 位の結晶粒が再結晶粒と考
 へられるにはこのような難点がある。しかし衝突時に接合
 面が非常に強い歪^{*}を受け、溶融に至る位の高温に加
 られていることから、衝突時の歪を受けつつ途中
 再結晶が生じ、その後歪を受けまた再結晶する
 ような動的再結晶過程¹⁹⁾²⁰⁾がごく短い時間にくり返え

接合界面の結晶粒の流れ状態から、接合界面附近の結晶粒
 は $10\sim 100$ 倍あるいはそれ以上の歪を受け、歪速度も $10^7\sim 10^8/sec$ に達
 していると考えられる。



a

0.2 mm



b

0.1 mm

写真 5.12 純鉄板-純鉄板対称衝突接合界面の再結晶粒

(a) 波状界面

(b) 直線状界面



a

1 μ



b

1 μ

写真 5.13 純鉄板-純鉄板対称衝突接合界面の再結晶粒の透過電顕写真

ると考へることが出来る。このような過程によつて
 晶粒が次第に細分化され、 0.2μ 位になり、たの
 びと推論される。しかしこのような考へを確かめ
 るため、と研究を進めていく必要がある。

4 結 論

接した試料の接合界面附近の硬度分布を測定し、
 透過電子顕微鏡などによつて金属組織を観察した
 結果、次の結論を得た。

接合界面附近の硬度分布を測定した結果、接合界
 面硬度が最も高く、接合界面から離れたるに
 つれて硬度は低くなる。その硬度は塑性流動量が多
 くなるほど硬度は高くなる。硬度は転位密度に
 比例し、転位密度の多いところほど硬度は上昇して

接合界面は衝突時の発熱による焼鈍によつて転位
 密度が $10^9/cm^2$ と少し低くなっている。界面から 10μ ~
 離れた点の転位密度が最も高く $10^{10} \sim 10^{11}/cm^2$
 になっている。しかしそれ以上界面から離れたるに
 つれて密度は徐々に減少する。界面の転位密度の低い領域

く狭いため硬度測定の結果には影響が現われな
 しかし図5.6に示した変態相の痕跡となつた部分
 欠化の影響が硬度に現われている。

このセル構造は不明りょうであるが形成されている。
 鉄の接合界面に非常に微細な組織が観察され、硬
 度の組織外に比べ非常に高くなつてゐる。この組
 織が130Kb以上のときに生成されるhcpεパルテ
 ルの痕跡と考へられた。羊内柱法の試料でこの組
 織が生成される領域の衝突点圧力が130Kb以上にな
 ることを計算によつて確かめた。

鉄の接合界面に $0.2\mu \sim 1\mu$ 位の非常に微細な結晶
 が観察された。これらの結晶粒は衝突時の非常に高
 い温度によつて瞬間的な動的再結晶現象によ
 り生じた結晶粒ではないかと考へられた。ニッケルや
 接合界面にも再結晶粒が観察された。

第5章の文献

- R.Cowan and A.H.Holtzman; Flow Configuration in Colliding Plates; Explosive Bonding. J. Appl. Phys., Vol.34(1963) p.928
- H.Holtzman and G.R.Cowan; Bonding of Metals with Explosives. Welding Research Council Bull., 1965. no.104 p.1
- Crossland and A.S.Bahrani; A Review of Explosive Welding Research Carried out in The Queen S University of Belfast. First International Conference of the Center for H.E.F., Estes Park, June 19-23, 1967
- S.Wright and A.E.Bayce; Current Methods and Results in Explosive Welding. Proceedings of NATO Advanced Study Institute on E.R.W. of Metals., Norway Sept. 1964
- Klein; Gefugeanderungen beim Explosivplattieren von Stahl mit Stahl und einigen Nichteisenmetallen. Z. Metallkde., 1965(1965) p.261
- Keller; Beitrage zum Explosivplattieren. Z. Metallkde., 1968(1968) p.503
- Crossland and J.D.Williams; Explosive Welding. Metallurgical Review., No.144 p.79
- F.Trub; An Electron Microscope Investigation of Explosive-Bonded Metals. Trans. Metall. Soc. AIME., Vol.242(1968) p.1057
- Lucas, J.D.Williams and B.Crossland; Some Metallurgical Observations on Explosive Welding. Second International Conference of the Center for H.E.F., Denver 1968 p.8.1.1
- C.Leslie, E.Hornbogen and G.E.Dieter; The Structure of Shock-Worked Iron before and after Annealing. J.Iron Steel Insti., 1962(1962) p.622

- Johnson, B.A. Stein and R.S. Davis; "Temperature Dependence of Shock-Induced Phase Transformations in Iron." J. Appl. Phys., Vol. 33(1962) p.557
- Zukas, C.M. Fowler, F.S. Minshall and J.O. Rourke; "The Behavior of Iron-Silicon Alloy under Impulsive Loading." Trans. Metall. Soc. AIME., Vol. 227(1963) p.746
- Tamieson; "X-ray Diffraction Studies in the 100Kbar Pressure Range." J. Appl. Phys., Vol. 33(1962) p.776
- Clendenen and H.G. Drickamer; "The Effect of Pressure on the Volume and Lattice Parameters of Ruthenium and Iron." J. Phys. Chem. Solids., Vol. 25(1964) p.845
- Koepke, R.P. Jewett and W.T. Chandler; "An Investigation of Shock-Hardened Steels by Electron Microscope." Trans. Amer. Soc. Metals., Vol. 58(1965) p.510
- Walsh, et al; "Shock-Wave Compressions of Twenty-Seven Metals. Determination of State of Metals." Phys. Reviews., Vol. 108(1957) p.196
- 金属学会 金属結晶分科会編; "転位論の金属学への応用" 丸善 p.212
- Luton and C.M. Cellars; "Dynamic Recrystallization in Nickel and Nickel-Iron Alloys during High Temperature Deformation." J. Appl. Phys., Vol. 40(1969) p.1033
- 加藤, 渡辺, "高張力鋼の高温変形下における結晶粒の成長と挙動について" 金属学会誌, Vol 40(1971) No.10 p.85

第6章 爆発圧接境界の溶融層について

1 まえがき

章では圧接境界附近の金属組織について硬度測定と顕微鏡観察の結果を述べたが、本章では圧接境生成される溶融層について種々の測定結果や考察について述べる。

ままでの爆発圧接境界の金属組織に関する研究は生成される溶融層(合金層)の研究が主体で、その研究報告がなされている^{1,2)}。界面は溶融層を併わ接接合している部分と複雑な溶融層(合金層)をう部分に分けて考えられるが、この研究は接合界溶融層が生じた試料について、その溶融層の組成その中に存在する金属間化合物についてX線マイクログラフィー、X線回折などにより検討を行なう。

接境界に生成される合金層が溶融層を併わなない固相のみで生ずるのがみいだされたのはAu-CuのCu₃などごく少なく⁴⁾、大部分はなんらかの熱が境界を伝わり溶融したことが、鑄造組織や凝固の際生ずる空孔などが認められている^{1,4)}。またこれらの

の組成はがなり一定したものであるという報告²⁾から、これらの溶融層が熔接圧接の設定条件に無関係であり、その組成は圧接する両金属の固有の性質にのみ決められると考へた。瞬間的にある熱量が圧接に与えられたとき、両金属に配分された熱量を計算し、両金属の溶けた量の比を導き出した。この計算結果と測定値と比較し考察を行なつた。

2 供試材料および実験方法

溶融層の組成測定に用いた試料は、i) 第3章の異種金属の両面圧接の波の傾きの観察に使用したもの(シーラ使用)。ii) 溶融層を作る目的の Ag, Al, Au, Cu, Mg, Mo, Ni, Sn, Ta, Ti, Zn, Zr の金属板を二種類から、その合金が固溶体、金属間化合物、完全固溶体の場合と種々の合金の状態を仮定して組合せ作り、比較的溶融層のつきやすい設定条件のもとで實際の熔着クラッドを作る場合に用いられる粉末熔着用熔薬によつて面状の圧接したもの。iii) シーラと同一組成で線状の熔薬によつて線状に圧接したものの3種類の条件によつて作られた試料である。

層の組成の決定はX線マイクロアナライザーによる濃度分布曲線から行なった。また反射電子線像、吸子線像、特性X線像も撮影した。濃度分布曲線の濃度を知るには補正を必要とするため、質量吸正と原子番号補正を行なった。

融層の結晶構造の決定は、接合してある金属の機械研磨や化学研磨によって除去し、溶融層の露れている部分を広くしてX線回折写真を取り、そのことによって溶融層の金属間化合物を決定した。その回折線の同定はASTMカードによった。それに対して形の金属間化合物に対していくつかの異名、た図に記載してあるが(たとえば γ -CuTi, δ -CuTiなど)は区別せず、 δ , γ などの記号は省略して化合物形(たとえばCuTi)だけ書いた。

3 実験結果および考察

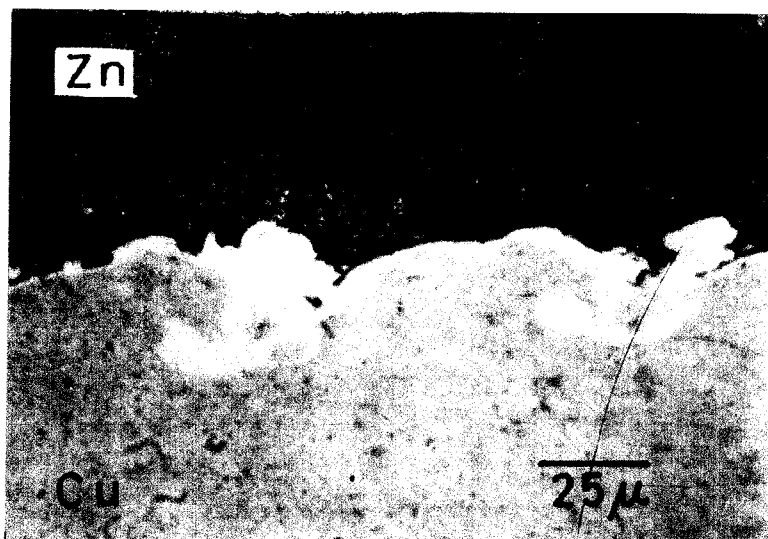
1 溶融層の測定

接界面の溶融層は接合界面に沿って連続的に現われる場合と、とびとびに現われる場合がある。前者は平坦界面に生ずることが多く、後者は波状界面の場合

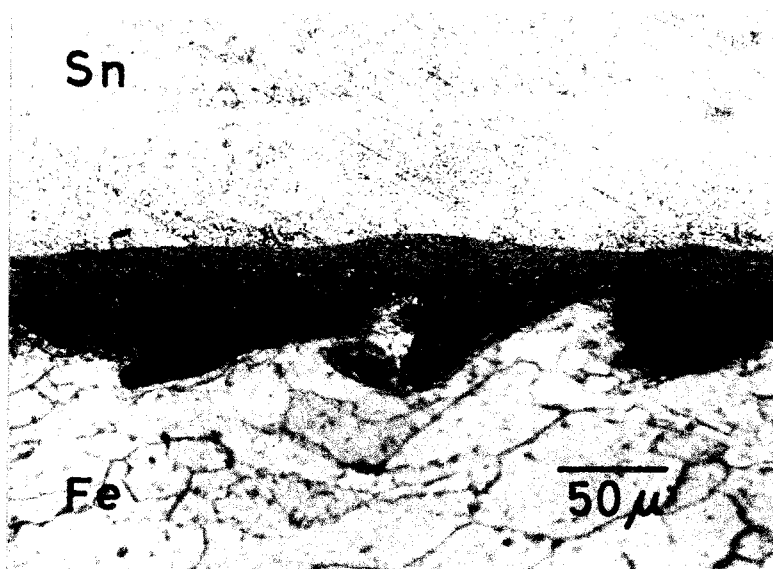
ある。波状界面の溶融層はまさに込み部が溶融した
 われるものが多い。まさに込み部の生成位置につい
 て第3章で詳しく述べたが、溶融層の生成位置もそ
 のほとんど同じに考えられる。密度が似かよった、
 Ni, Ni-Cu, Ag-Cu を含む液体の1波長の間に
 た溶融層が2ヶ所みられる。しかしそのほかの
 分の場合は、1ヶ所のみに見られている。これら
 溶融層の組成やその均一性についてはあとで述べる。
 点の低い Zn, Sn, Mg, Al などと比較的融点の高
 い側の境界は、溶融層(合金層)を介し低い融点
 平坦、高融点側は波状という特徴がみられる。写
 1(a)にその例を示す。境界の白い相は合金で、
 Zn側は比較的平坦である。これは固相状態の
 変形が生じ、それによつて発生した熱によつて Zn
 溶融が進んだためと思われる。

Fe において Sn 側の境界部は研磨状態では Sn
 と全く同等にみえたり、エッチングによつて写真
 (b) のように黒化領域が現われる。Sn-Cu も同様
 である。

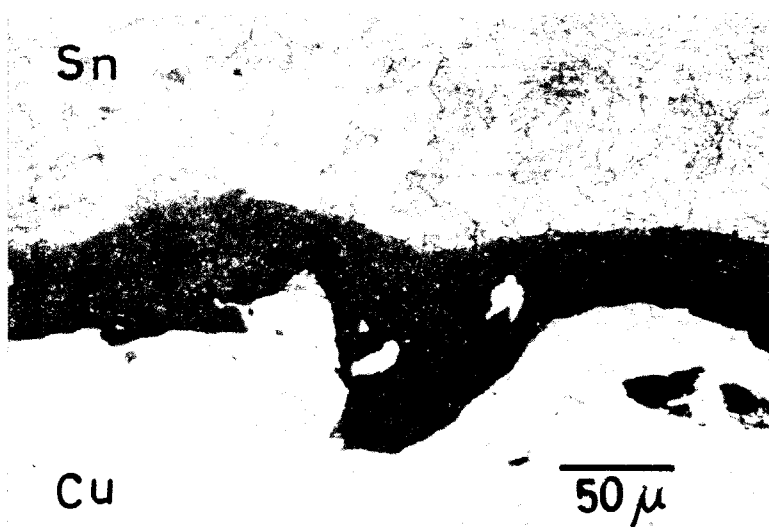
に個々の組合せについて測定した溶融層の組成お
 結晶構造について述べる。



(a)



(b)



(c)

写真6.1 Cu-Zn, Fe-Sn, Sn-Cuの接合界面附近の金属組織

固溶体を含む組合せ

元状態図上で金属間化合物を含まない共晶組織や固溶の組合せとして共晶系の $Ag-Cu$, 全率固溶 $Au-Cu$, $Au-Ni$, $Co-Ni$, $Cu-Ni$, $Fe-Ni$, Zr -包晶反応系の $Co-Cu$, $Fe-Cu$ などがある。これ組合せの溶融層は大部分比較的均一な組成を有する。

真 $b.2(a)$ は $Ag-Cu$ の反射電子線像である。この溶融層は2ヶ所に現われており、 Ag 側(白い部分)に現われる溶融層の組成は72% Ag (とくにことわらないう量%である。)で二元状態図では共晶点であるが、鏡視率や反射電子線によっても共晶組織を示している。 Cu 側に現われた溶融層は少し Cu 量が多くなっている。これらの2つの溶融層を区別するために表示する。また同一の溶融層を異な、た組成のは I, I' と表示する場合もある。このように異な、成を持つ溶融層が現われる組合せはいくつがある。

$b.2(b)$ に $AgL\alpha$ 線像, (c) に $CuK\alpha$ 線像を示す。

1には I と II の溶融層の $CuK\alpha$ 線による Cu 濃度曲線を示す。この図の左側に示した数字は Cu の濃度値(%)を示している。以下の図にも同様



反射電子線像

Cu K α 線像Ag L α 線像

X 480

写真6.2 Ag-Cuの接合界面の溶融層

- Ni は以前からよく研究されており、その溶融組成は爆接条件に関係なく $60 \pm 5\% \text{Cu}$ とする報告がある。写真 b.3 に線状爆薬で圧接した試料の顕微鏡 (a) と X線マイクログアナライザーの $\text{NiK}\alpha$ 線像 (b) がある。顕微鏡写真では溶融層ははっきりしないが、X線像では白い Ni 相に隣接して溶融層がみられる。線状爆薬で爆接した試料は、液が大きい、2種類の層がはっきり認められる。写真 b.4 にそのときの顕微鏡写真を示す。図 b.2 にはこの2つの溶融層の $\text{CuK}\alpha$ 線と $\text{NiL}\alpha$ 線による濃度分布曲線を示す。I は Cu 内の溶融層で、II は Ni 内にある溶融層である。I の $78\% \text{Cu}$ の組成、II は $62\% \text{Cu}$ の組成を有している。どちらもかなり均一で $\pm 1\%$ 位の組成むらしかない。

- Ni も Co 内に存在する溶融層と Ni 内に存在する溶融層と2種類あるが、それぞれの溶融層の組成は比較がよっている。そして溶融層内部の濃度分布もかなり均一になっている。なおこの組合せの顕微鏡写真

の試料の液の液長はかなり小さいため、試料を斜めに切断して接界面部の観察を行ないやすくしたために、波状境界が一定の周期で現われ、Cu 相と Ni 相が交互に現われている。

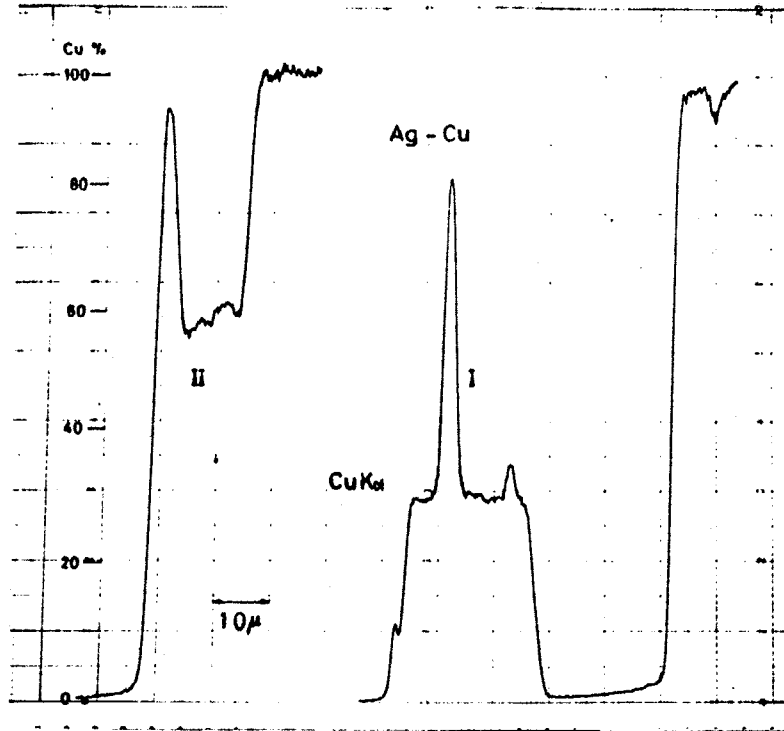
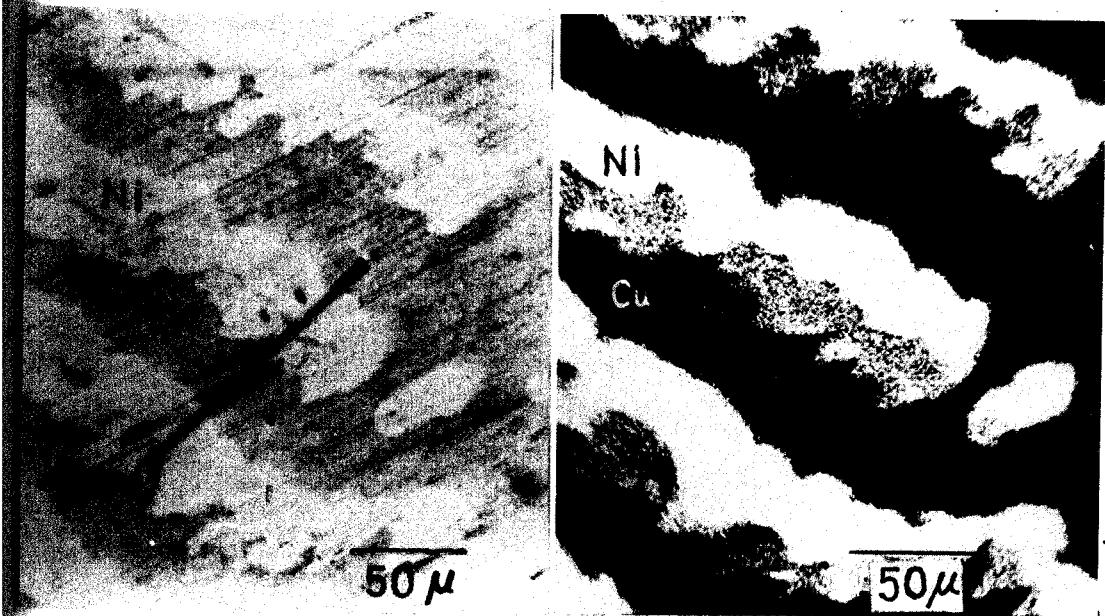


図 b.1 Ag-Cu の溶融層の Cu 濃度分布



(a)

(b)

写真 b.3 Cu-Ni の顕微鏡写真と NiKα 線像
 (接合界面を斜めに切断したため波形がとびとびに現れている)



x50

写真6.4 Cu-Ni 接合界面の溶融層

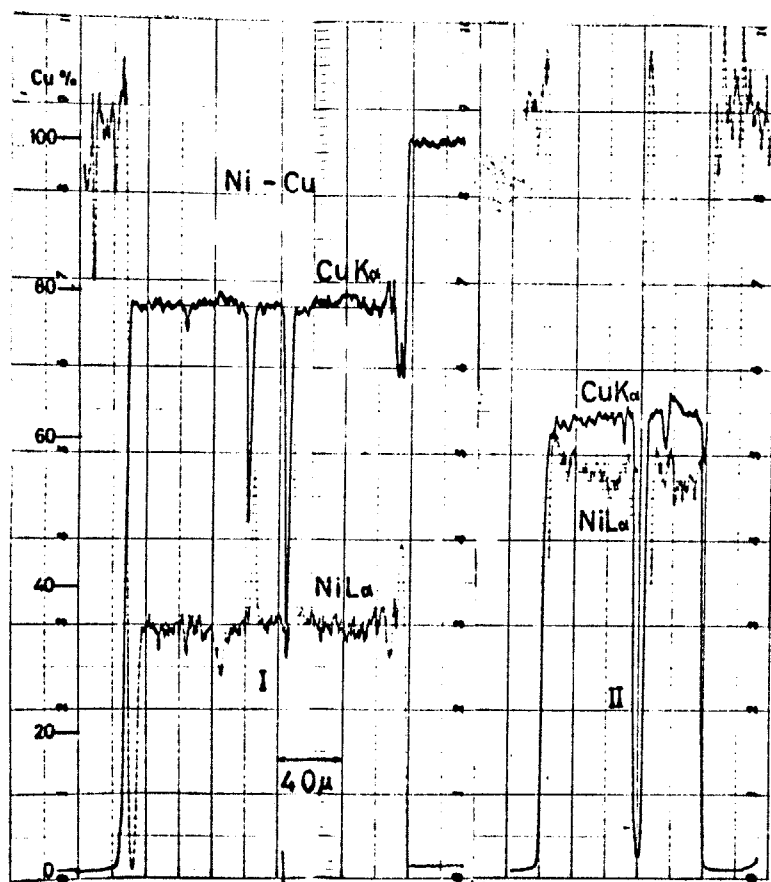


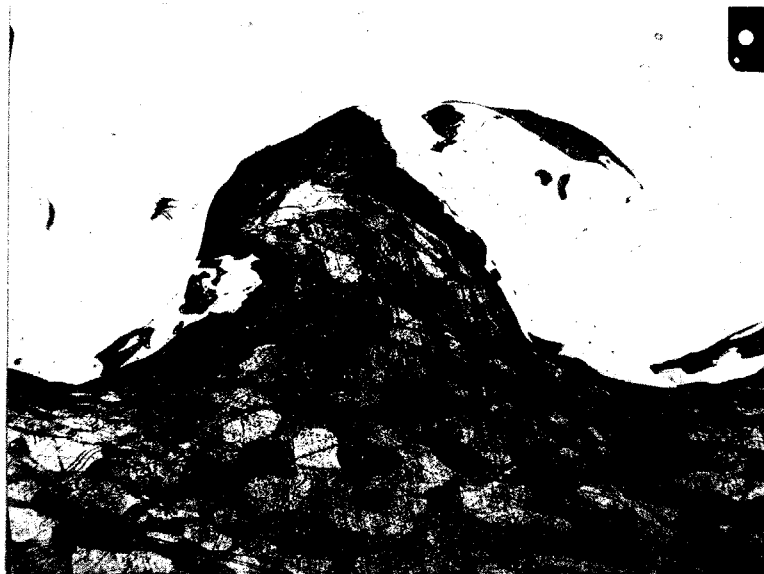
図6.2 Ni-Cuの溶融層のNiとCuの濃度分布

3章写真3.16に示した。

— Ni の接合界面の顕微鏡写真を写真6.5に示す。
 図6.2にみられる溶融層 I の方が Fe 内の溶融層 II より大
 きく、平均すると I が II の2倍に厚い。そして
 I の組成は大きく異なり、I の方が約 33% Fe
 の方が約 65% Fe の組成を有している。図6.3に両
 溶融層の Fe K α 線による濃度分布を示す。

— Cu は Fe - Ni と同様に2種類の溶融層が現わ
 れおり、その組成も大きく異なり、2つの溶
 融層の組成が異なるであろうことは第3章で指摘した。
 Au側の溶融層 I は約 50% Cu, Cu側の溶融層 II は約 80%
 Cu の組成を有する。

Au - Cu, Au - Ni は共に全互固溶系である。写真6.6
 Au - Cu の顕微鏡写真を示す。波頭部から Au 側
 の溶融層がみられる。X線マイクロアナリシス
 によるこの溶融層の組成は約 73% Au (約 50 at.% Au) だ
 らうと推定している。この溶融層のX線回折像を図6.
 a) に示す。大部分の回折線は Au と Cu による回折
 線だが、 2.22\AA , 1.93\AA , 1.36\AA の回折線はこの合金に
 特有のものである。Au と Cu の合金は面心立方格子の
 堅固溶体を形成し、その合金の格子定数は Au 側



x50

写真 6.5 Fe-Ni 接合界面の溶融層

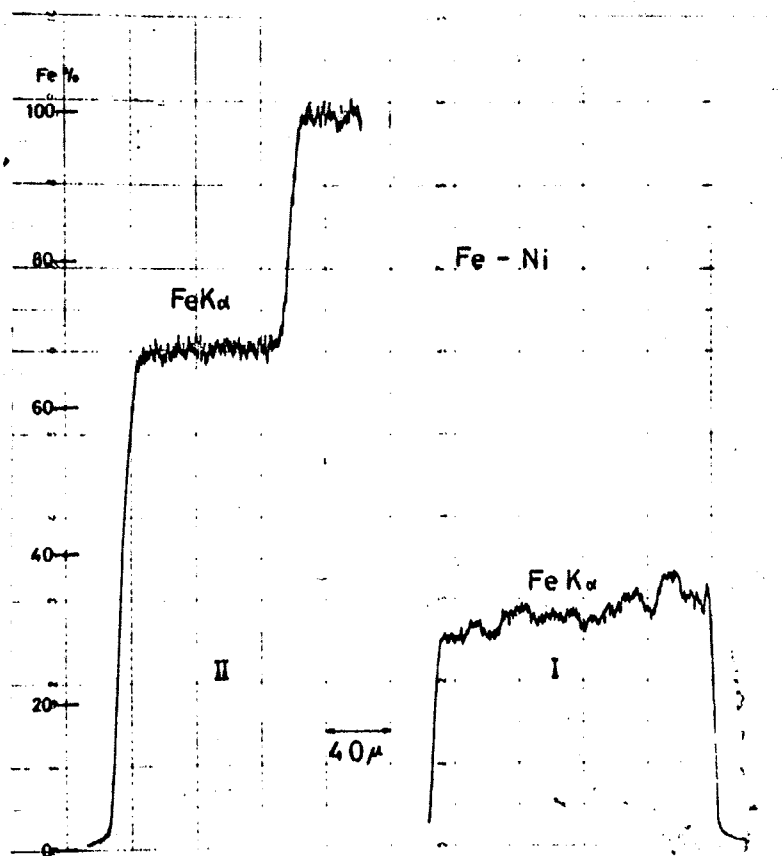


図 6.3 Fe-Ni の溶融層の Fe の濃度分布

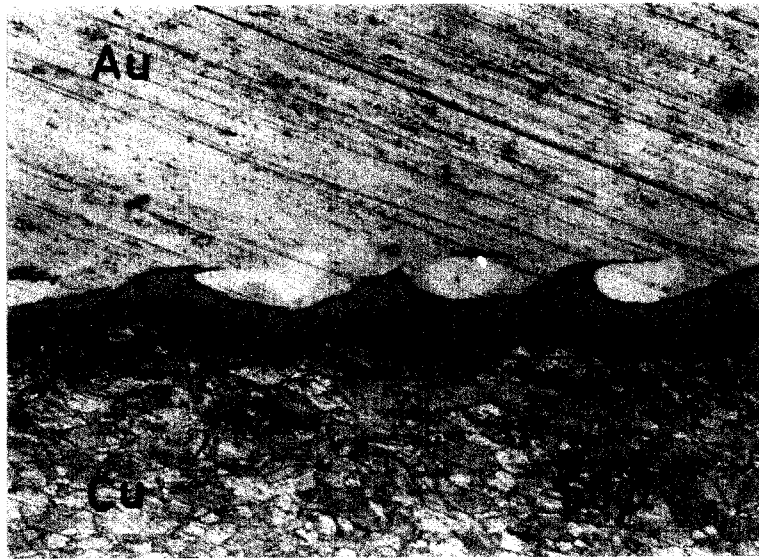


写真 6.6 Au-Cuの接合界面の溶融層

Cuの原子濃度にほぼ比例して変化する。⁵⁾(炭降は
 果なきが) いま示した回折線がこの合金の(111)面、
 (200)面、(220)面で回折したとしてこの合金の格子常数
 のりと約 3.85\AA になり Au, Cuの格子常数 4.0786\AA ,
 3.56\AA のほぼ中間になり、これからこの合金の組成は
 50 at% Auであることがわかる。これはX線マイクログ
 ラフィーで求めた組成 50 at% Auに一致する。E.S.
 によれば Au-Cuで α' -AuCu₃ が拡散によつて生成され、
 回折によつて規則格子がみいだされたことを報告
 している⁴⁾、この実験では α' -AuCu₃ 相はみいだせな
 かった。また 50 at% Auの合金は規則格子 AuCuを形成でき
 ないが、この合金には規則格子の場合に生ずる回折線は
 ほとんど見られなかった。したがつて規則格子は形成され
 なくとも、大部分は不規則格子を有した溶融層
 といわれる。

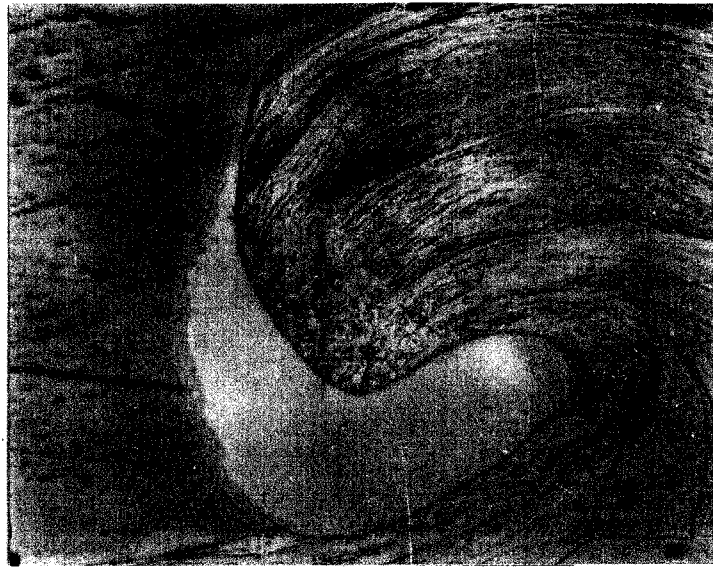
Cu-Ni はX線回折によつて合金層の回折線は得られ
 なかった。

Cu-Zr, Fe-Cu 共に溶融層の組成は比較的均一であ

金属間化合物を有する組合せ

液体のみ理られると考えられる系と比較して、二相図で金属間化合物の理られる系は、接合界面に化合物ができる可能性が高い。これらの系の液相は大部分X線回折像の解析から、かなり弱い金属間化合物の線が認められる。これらの線の強度は弱いが、いずれの試料についても、より同定できる。反応の生成が短時間、非平衡状態で行われたことにより、金属間化合物の存在を確実に決められなくても、これらの金属間化合物相がわずらでも存在している可能性はありと見える。以下にこれらの系についてその結果を示す。

Niの液融層の顕微鏡写真を写真6.7(a)に示す。液融層の白い相が液融層である。写真6.7(b)は同じ位置の反射電子線像、TiK α 線像である。図6.7(c)に液融層のNiK α 線による濃度分布曲線を示す。組成は比較的一定しているが、線状爆薬による試料は60~80%Niとかなり不均一になっている。図6.7(d)は線状爆薬による試料を接合界面に平行にTiを照射し、接合界のX線回折像の写像である。Tiのもっと強度の強い回折線は(011)面の2.24Åの線であ



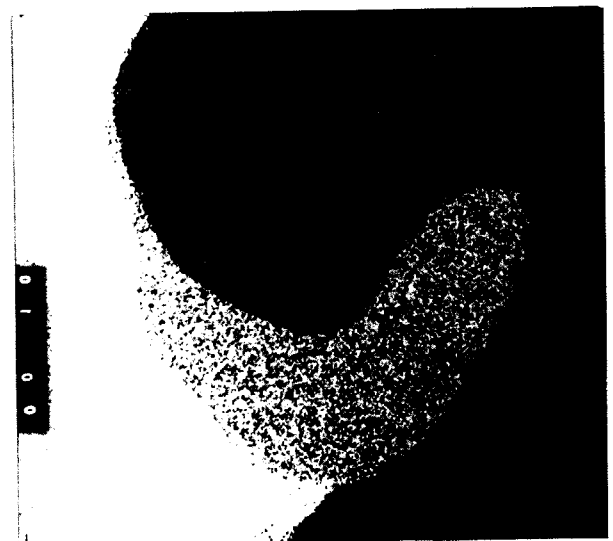
(a)

顕微鏡写真



(b)

反射電子線像



(c)

Ti K α 線像

X200

写真 6.7 Ti-Ni 接合界面の溶融層

この線が図 6.10(b) に存在してゐたとしても非
 常である。このため Ti による回折線はほぼにならぬとみ
 られる。Ni のもっとも弱い線は (111) 面の 2.03\AA の
 線であるが、これが図 6.10(b) の 2.07\AA の線に相当
 してよい。 1.75\AA , 1.24\AA の線が Ni による回折線
 と、残った線はほぼ Ni_3Ti , NiTi_2 の線に相当す
 る。中でもっとも強い 1.99\AA の線は Ni_3Ti (78.6% Ni)
 の線 1.95\AA に存ると考えられる。また Ni_3Ti のほ
 らもほぼ一致する。 NiTi_2 (38.0% Ni) の線もかなり
 弱く出てゐるが、その回折線の相対強度が ASTM カ
 ードに示された強度とかなり異なり、溶融層の組成が
 Ni (線状焊薬による試料) であることなどから、
 その可能性は薄くと思われる。したがってこの溶融
 層は Ni_3Ti の相が存在してゐると考えられる。以下の
 実験についても同じ方法で金属間化合物の存在の可
 能性を決定した。

Cu の溶融層の $\text{CuK}\alpha$ 線による濃度分布曲線も図 6.
 17 である。その組成は 68~75% Cu である。ここには
 溶融層内の組成が比較的均一である。X線回折線によ
 り CuTi とこれによく似た回折線をもつ Cu_2Ti との可
 能性を調べ、その溶融層の組成からみれば、これだけの金

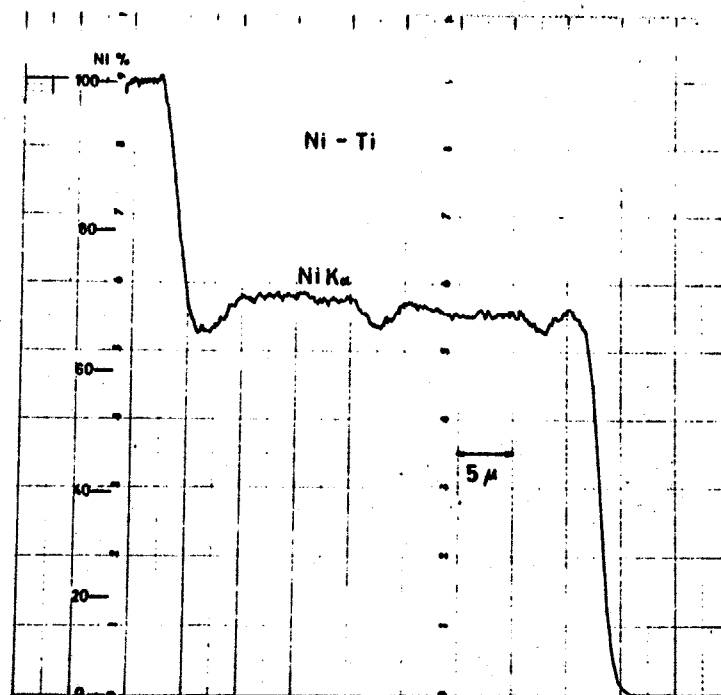


図 6.4 Ti-Ni 溶融層の Ni 濃度分布

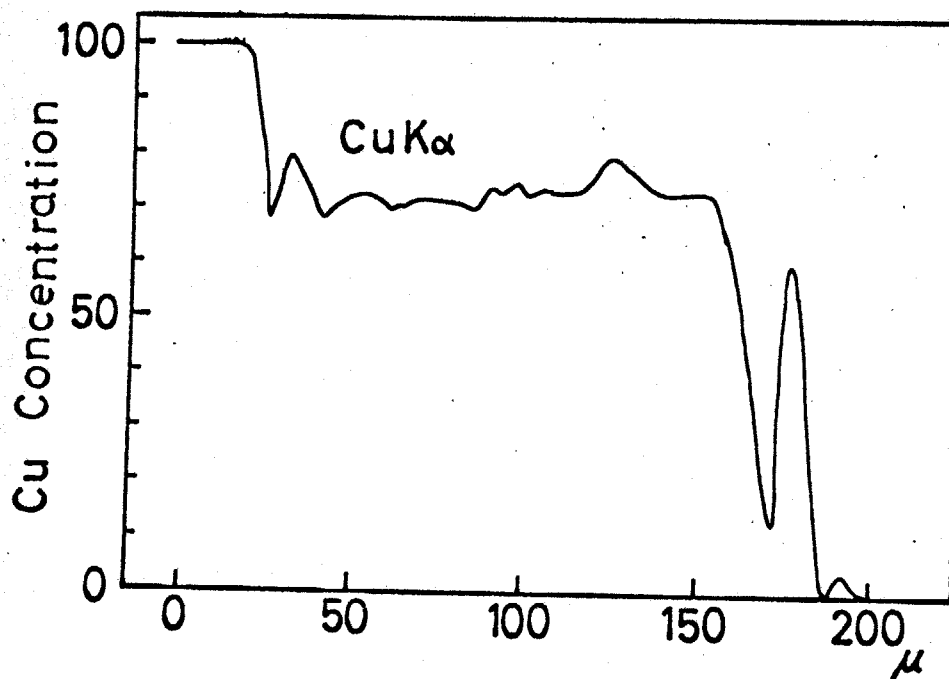


図 6.5 Ti-Cu 溶融層の Cu 濃度分布

化合物が混在してゐると考へられる。

Feは実用上よく使用される組合せである。三一
 度で圧接したときの溶融層を写真6.8に示す。溶
 け込み部に白い相となつてみられる。その組
 成は33% Tiから36% Tiと少しばらつきがあるが、平均
 30% Ti位になる。図6.10(c)はTiを取り去った
 のX線回折像でFeとTiに刻当する強い線を除く
 とTiの強い2.00Å (201)面とほかの強い線に一致する。
 (30% Ti)は組成から考へて溶融層に存在してゐる
 確定的である。

Coの溶融層はまたけ込み部が溶けたもので、その
 非常に均一になつてゐる。

これらの金属の組合せのうちCuとは不固溶である。

Feとの組合せは二元状態図によると金属間化
 物があるが、X線回折によつて金属間化合物の同
 定はなかつた。Ta-Feの組合せで Fe_2Ta が存在して
 いる報告がある²⁾。図6.6にTa-Coの溶融層のCo
 濃度分布曲線を示す。溶融層はごく不
 均一になつてゐる。

Nbの溶融層の顕微鏡写真を写真6.9に示す。Nb
 が存在してゐる溶融層には大きな収縮孔や割れが



X200

写真 6.8 Ti-Fe 接合界面の溶融層
(まき込み部内の白い相)

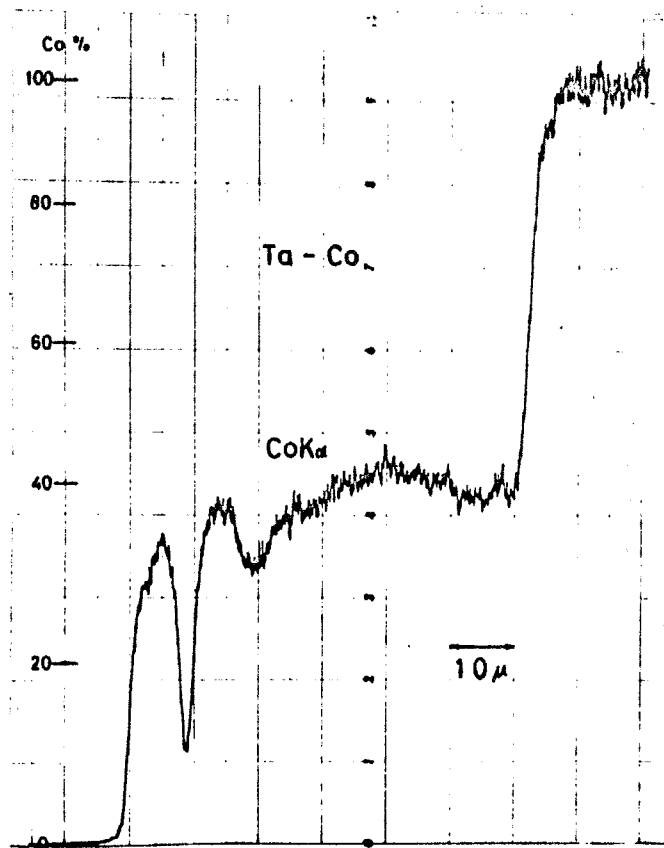
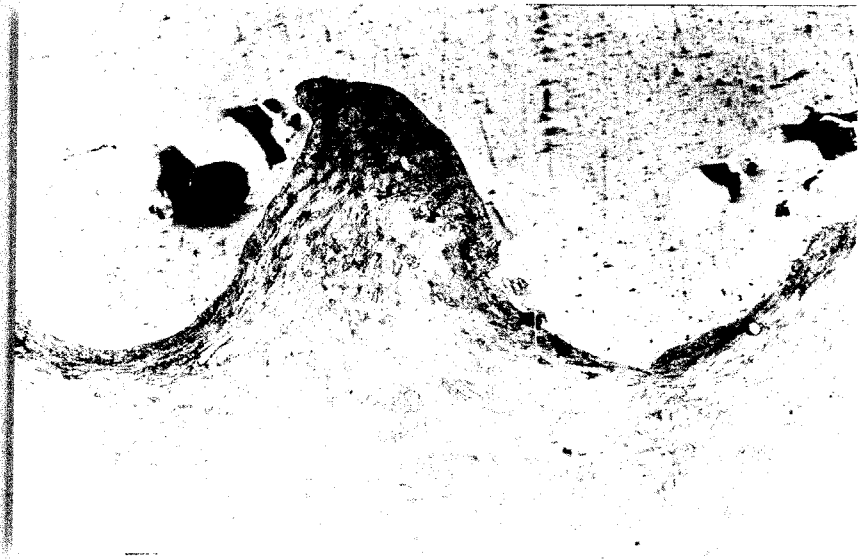


図 6.6 Ta-Co の溶融層の Co 濃度分布

している。この組合せは2種類の溶融層が生じ
 おり、Nb内にあるのをI、Fe内にあるのをIIとし
 た線によるFe濃度分布曲線を図6.7に示す。Iの
 40% Fe位であるが、IIの方は約70% Feで両方の組
 成り異なる。

と他の金属の組合せの中でCuとは完全に不固溶で
 ない、FeおよびNiとは二元状態図上で金属間化合
 物を作る。図6.8にMo-Feの溶融層I (Mo側にある
 層) と Mo-Niの溶融層のそれぞれFeとNiの濃度分
 布を示す。Mo-Feの方は比較的均一な溶融層とな
 っている。Mo-Niの溶融層は非常に微細な共晶組織を
 持っているが多い。これを写真6.10に示す。この組
 成は約36% Moで、二元状態図上の共晶点46.5% Moとな
 るが、おそらくこの共晶点の組織が溶融層内に
 残ったものと思う。この場合金属間化合物 $MoNi_4$ が
 生成していると考えられるが、線状焊薬の圧接試料で
 溶融層に $MoNi_4$ の存在が考えられた。しかし溶融層
 の組成と $MoNi_4$ の組成が非常に異なっているため $MoNi_4$
 だとしてもかなり微妙と考えられる。

とほかの金属の組合せのうちCuおよびMoとの組合せ
 は線図折によらず、金属間化合物の存在は確かめら



x50

写真 6.9 Fe-Nb 接合界面の溶融層

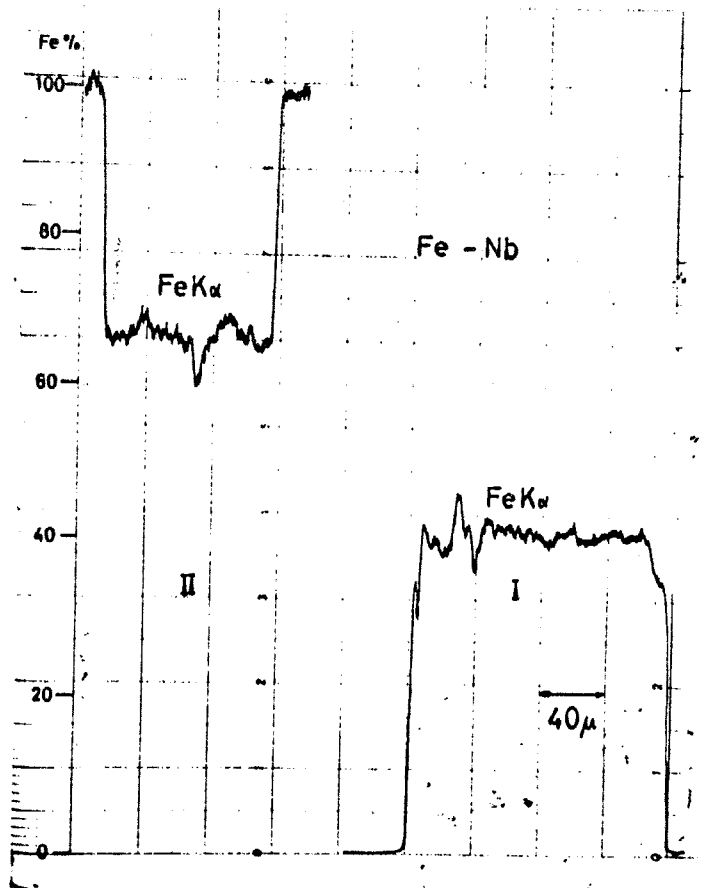


図 6.7 Fe-Nb の溶融層の Fe 濃度分布



x400

写真 6.10 Mo-Ni 溶融層内の共晶組織

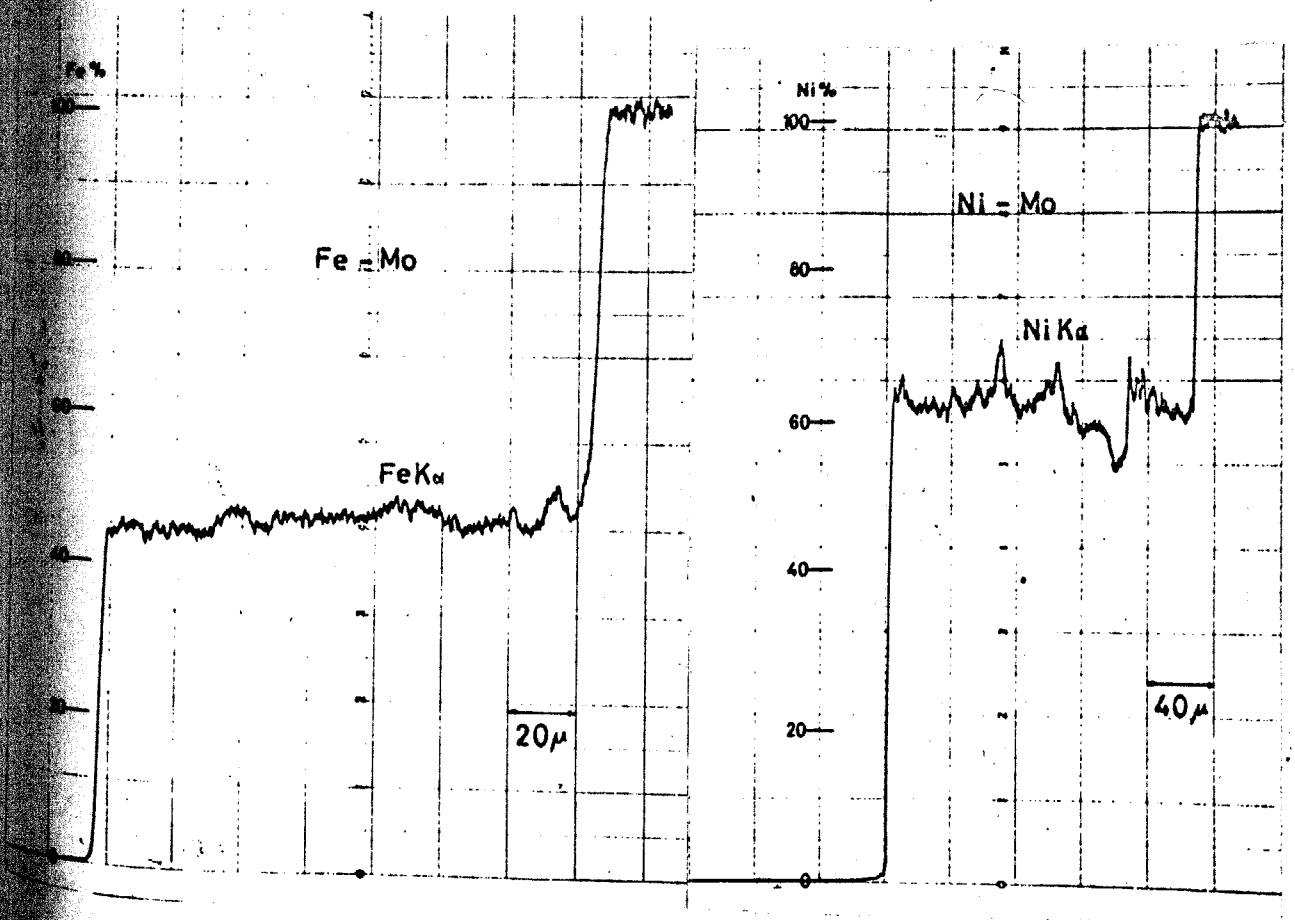


図 6.8 Fe-Mo, Ni-Mo 溶融層の Fe, Ni 濃度分布

た。図 6.10 (d) は Ni-Zr の組合せで Ni を除く
 融層の X 線回折像である。Zr と NiZr, Ni₅Zr との線
 長する部分が多いが、2.03Å の線は Zr の線ではなく、
 あるいは Ni₅Zr の線に相当するため、そのどちらか
 は両方の溶融層に存在していると考えられる。
 Al と他の金属の組合せについて測定結果を示す。
 図 6.11 に Al-Cu の溶融層の顕微鏡写真を示す。中
 央の相が溶融層である。斜めに切断してあるため
 より幅広く存在しているが、垂直に切断すると幅は
 より狭い。図 6.9 に CuKα 線による Cu 濃度分布曲線
 を示す。70~80% Cu の組成になっている。補正した
 組成は 68% Cu である。図 6.10 (e) は Al を取り去
 る溶融層の X 線回折像で Cu による回折線を除いたあ
 り残りは Al₂Cu と Al₄Cu₉ に相当するが、線の一致の程度
 の強度比の点で Al₄Cu₉ の方が可能性は高い。しかし
 68% Cu であるため Al₄Cu₉ (84.1% Cu) のみ存在し
 るといえるが、Al₂Cu (54.2% Cu) を含む結晶構造の
 似た相との混合という点も考えられる。

Al-Fe の溶融層の組成は 61~64% Al である。X 線
 回折像から Fe と Al の回折線とみられる線を除くと、1.77
 25Å, 1.06Å の線が残る。これは Al₅Fe₂ に一致している。

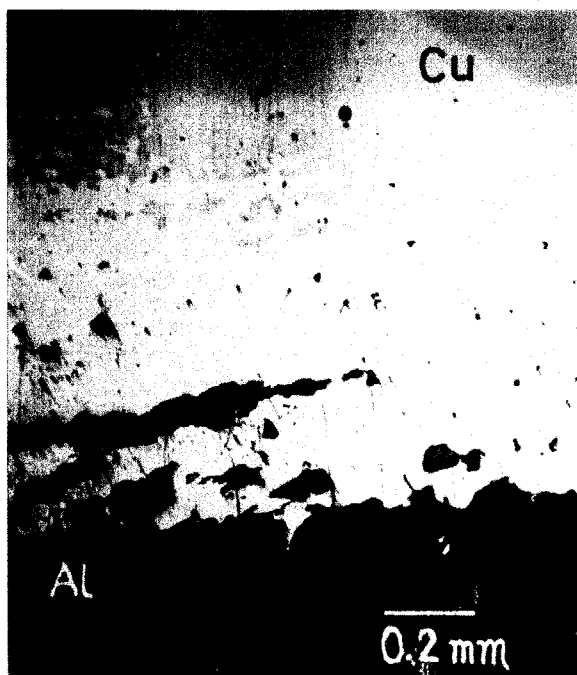


写真 6.11 Al-Cu 接合界面の溶融層

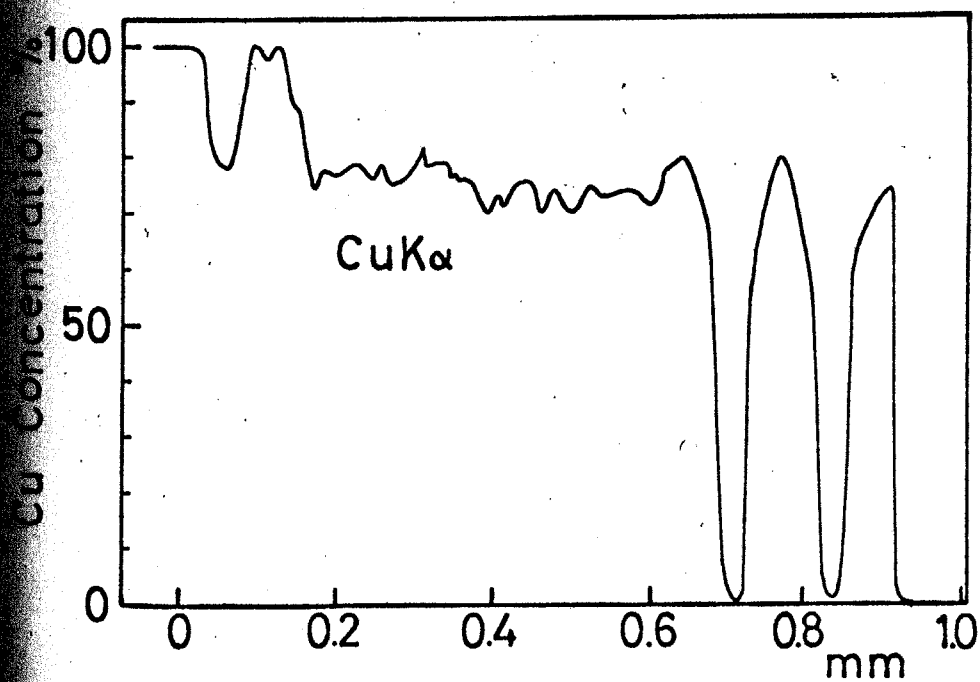


図 6.9 Al-Cu の溶融層の Cu 濃度分布

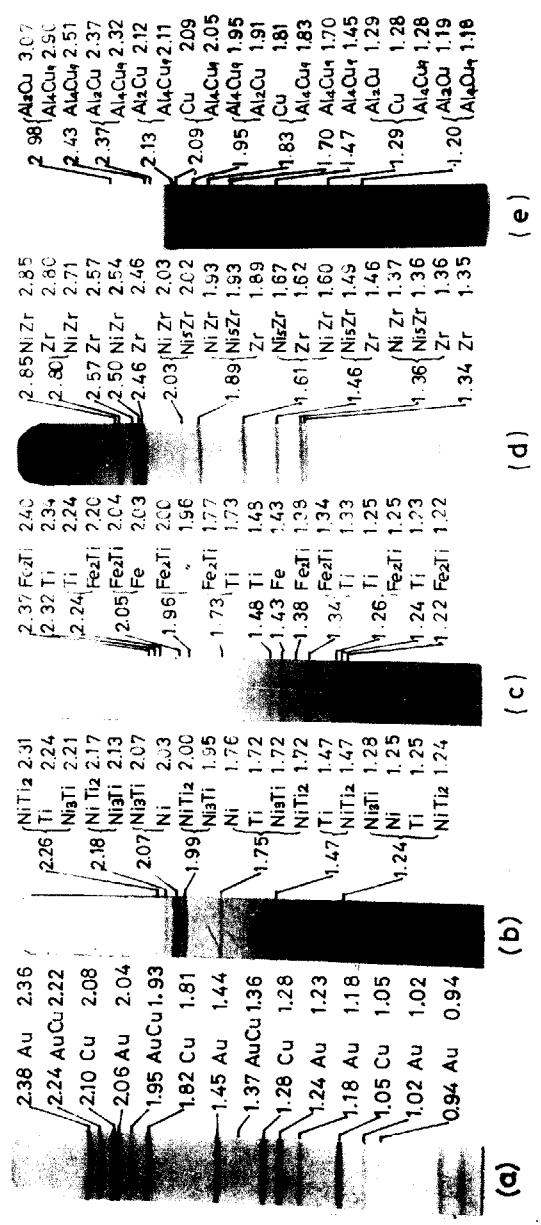


図 6.10 液融層のX線回折結果
 (a) Au-Cu (d) Ni-Zr
 (b) Ni-Ti (e) Al-Cu
 (c) Fe-Ti

は Fe と圓折線の重なるものが多いが、 1.77\AA の線は対応している。 1.06\AA の線は対応していない。この線は Al_5Fe_2 の圓折線とみられる。しかしこれだけではどちらが存在しているかは判断できないが、 Al_2Fe (54.6% Al), Al_3Fe (59.2% Al) のいずれも溶融層の近しいところから、両方あるか一方 (Al_5Fe_2 の可高い) の金属間化合物が存在することを確認して Al_2Fe があるとする報告もある⁴⁾。

Ni の溶融層には X 線圓折線の觀察から Al_3Ni_2 , Al_2Ni など可能性が高い。溶融層の組成が 55~68% Al の間の Al_3Ni (58.0% Al) の組成に近く、その中に Al_2Ni (40.8% Al) がいくらか存在しているかも知れない。

6.11 に Mg-Cu, Cu-Sn, Fe-Sn の溶融層の各元素の分布曲線を示す。Mg-Cu の溶融層には Mg_2Cu (43% Mg) の存在が確認された。また Mg-Ni の溶融層には Mg_2Ni (45% Mg) と MgNi_2 (17% Mg) が共存しているようである。

Cu-Sn の溶融層の組成は 76% Sn で X 線圓折線に決定された Sn_5Cu_6 (60% Sn) が存在していると思

われる。写真 6.1(c) にみられた黒い領域の相は X 線圓折線分析で検出できなかった。

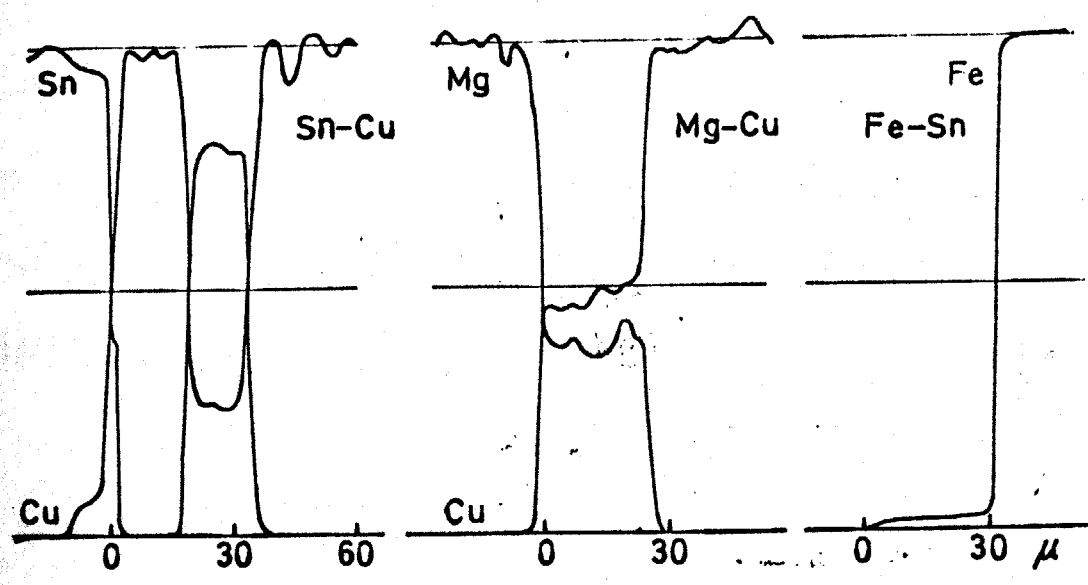


図 6.11 Mg-Cu, Cu-Sn, Fe-Sn の溶融層の
各元素の濃度分布

- Snの溶融層は95% Snの組成であるが, Sn_2Fe , $SnFe$, $SnFe_3$ の相がX線回折像によって検出された。この組合せのほかにもX線回折像によって金属間化合物が同定できたものとして $Ag-Zn$ で $AgZn$, $Cu-Zn$ Zn であった。 $Ag-Ti$, $Mo-Fe$, $Mo-Zr$, $Zr-Cu$ などの状態図からは金属間化合物の生成が可能であるが、回折像からは各相の同定はできなかった。

完全に不固溶な組合せ

状態図からは完全に固溶しない組合せとして $Ag-Ni$, $Ta-Cu$, $Mo-Cu$ などがあるが、これらの組合せの接合界面にも溶融層は存在している。

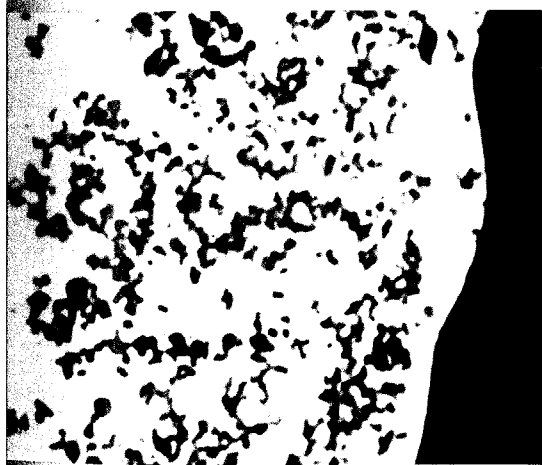
図6.12に $Ag-Fe$ の溶融層を示す。溶融層は Ag に小さい点状に Fe が析出しているのが認められる。

図6.13(a)は溶融層内の反射電子線像で(b)は $FeK\alpha$ 線像がある。反射電子線像は白い Ag 相に黒い Fe 相が点状に現れている様子が見られる。 $FeK\alpha$ 線反射電子線像に比較し少しぼけてはいるが、これは Fe が溶け込んでいるためでなくX線の分解能が 1μ 反射電子線像の 0.3μ 位より低いためである。図6.12



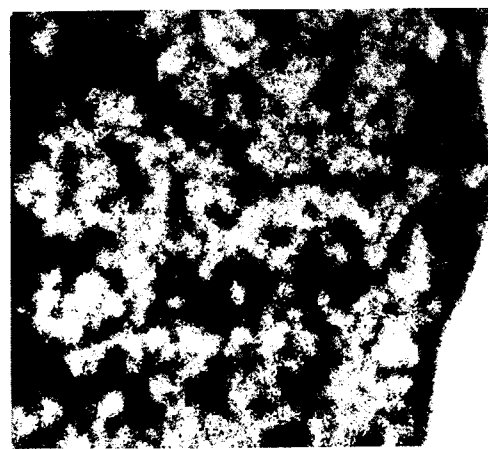
x50

写真 6.12 Ag-Feの接合界面の溶融層



x840

反射電子線像
(白Ag, 黒Fe)



x840

Fe Kα線像

写真 6.13 Ag-Feの溶融層

(Agの中にFeが粒状に析出)

層内の $FeK\alpha$ 線による分布曲線を示した。ビームを 17μ で少しぼかして分布曲線をとった。ビームを完全にぼかすと Fe, Ag が交互に現われて平均組成の測定が不可能となるためである。

図 b.14 に $Ta-Cu$ の反射電子線像と $CuK\alpha$ 線像, $TaL\alpha$ 線像を示す。反射電子線像によると $Ag-Fe$ の場合のように細かい粒となって両方の金属相が現われて $CuK\alpha$ 線像, $TaL\alpha$ 線像は分解能が反射電子線像より低いため各相を完全に分解できないが、かなりおぼろしく区別できる。

Cu の溶融層の反射電子線像をとると $Ta-Cu$ の場合のように非常に細かい微粒が溶融層全面にみられ $CuK\alpha$ 線像によると各粒子は区別できないが、ビームをぼかした状態で濃度分布曲線をとると $Ag-Fe$ のように Mo, Cu が現われて平均組成の測定が不可能になる。ビームをぼかした場合の $FeK\alpha$ 線による Fe 濃度分布曲線を図 b.13 に示す。

図 b.14 溶融層の組成はあまり一定した組成を呈せず、両金属の細かい粒の混合であることが示された。いろいろな組合せの溶融層の測定結果について示したが、表 b.1 にこれらをもとめて、溶融層の濃度

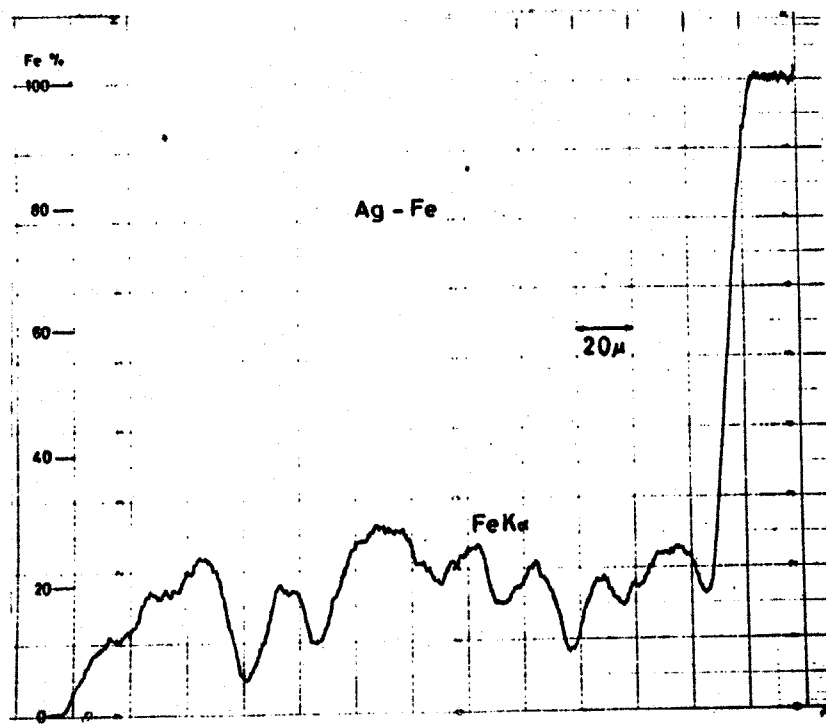


図 6.12 Ag-Fe の溶融層の Fe 濃度分布
(電子ビームの径は約 17 μ)

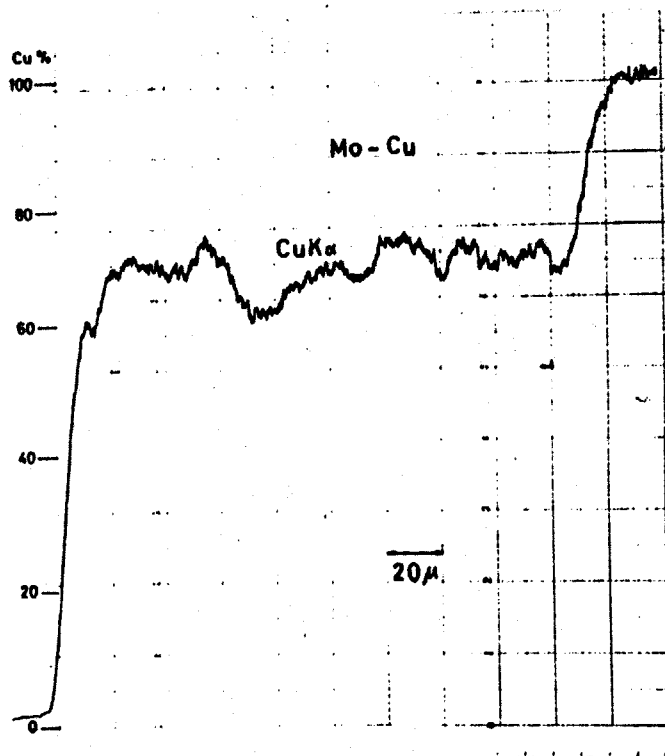
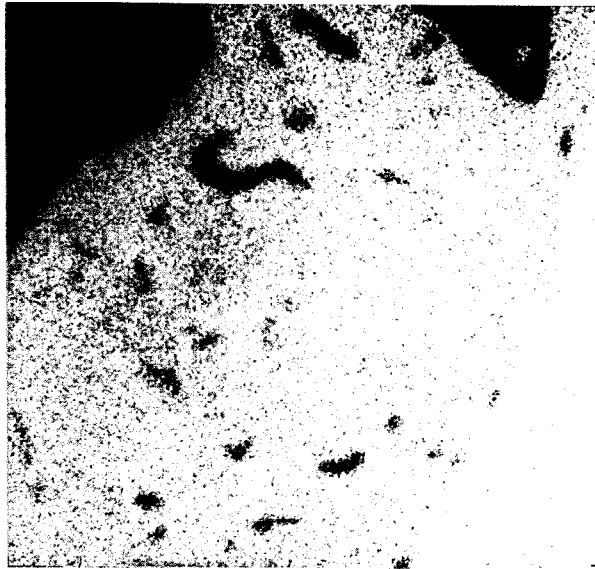


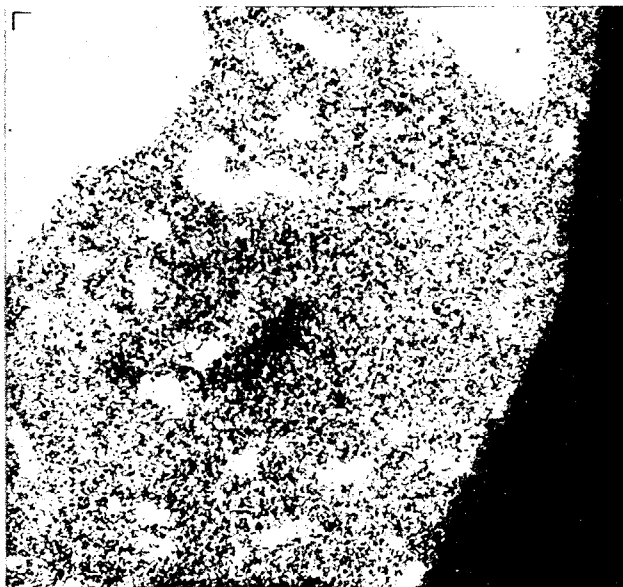
図 6.13 Cu-Mo の溶融層の Cu 濃度分布
(電子ビームの径は約 14 μ)



反射電子線像



CuK α 線像



TaL α 線像

X960

写真6.14 Ta-Cuの接合界面の溶融層

表 6.1 溶融層組成の測定値および計算値

Material	Explosive	Composition (%)	Average Composition (%)	Metallic Composition (%)	Calculated Value (%)	
					A	B
Cu	Powder	I 43Ag II 72Ag	57Ag		63Ag	66Ag
	Line	62Ag				
Fe	Sheet	82Ag	82Ag			
	Powder	92Ag	92Ag		89Ag	78Ag
	Line	89Ag	89Ag			
Ni	Line	73Ag	73Ag		85Ag	77Ag
Cu	Powder	32Al	32Al	Al ₄ Cu ₉	29Al	40Al
	Line	32Al	32Al	(Al ₂ Cu)		
Fe	Powder	I' 75Al I'' 65Al	70Al	Al ₂ Fe ₅ Al ₃ Fe	67Al	55Al
	Line	63Al				
	Ni	Line	57Al	57Al	Al ₃ Ni ₂ Al ₃ Ni	58Al
Ti	Line	57Al	57Al		85Al	58Al
Zn	Powder	I 9Al	27Al		26Al	20Al
		II 62Al				
Cu	Powder	73Au	73Au		70Au	76Au
Ni	Powder	78Au	78Au		89Au	85Au
Cu	Sheet	I 52Cu	35Co		26Co	45Co
		I 49Cu				
		II 81Cu				
		II 79Cu				
Ni	Sheet	I 38Ni	55Co		54Co	59Co
		I 45Ni				
		II 52Ni				
		II 46Ni				
Co	Sheet	39Co	40Co		45Co	42Co
		45Co				
		39Co				
		36Co				

Material	Explosive	Composition (%)	Average Composition (%)	Metallic Composition (%)	Calculated Value (%)	
					A	B
Ni	Sheet	78Co 80Co	} 79Co		83Co	63Co
Fe	Powder Line	69Cu 70Cu	69Cu 70Cu		83Cu	48Cu
Ti	Sheet Line	89Cu 71Cu	89Cu 71Cu	CuTi Cu ₃ Ti	93Cu	68Cu
Mg	Powder	I' 49Mg I' 65Mg I' 45Mg I' 40Mg	} 45Mg	Mg ₂ Cu	23Mg	39Mg
Ni	Sheet Powder Line	I 74Cu I 78Cu II 62Cu II 63Cu I 82Cu I 84Cu II 35Cu II 45Cu 56Cu	} 69Cu } 62Cu 56Cu		77Cu	63Cu
Mo	Sheet	I 46Fe I 48Fe I 52Fe II 77Fe II 70Fe	} 57Fe		41Fe	47Fe
Ni	Sheet	I 34Fe I 32Fe II 63Fe II 68Fe	} 44Fe		41Fe	48Fe
Nb	Sheet	I 46Fe I 41Fe I 41Fe II 81Fe II 66Fe	} 50Fe		50Fe	46Fe
Cu	Sheet	70Cu	70Cu		23Mo	38Mo

Composition	Explosive	Composition (%)	Average Composition (%)	Metallic Composition (%)	Calculated Value (%)	
					A	B
Ni	Sheet	55Ni 64Ni 76Ni	} 65Ni	MoNi ₄ (?)	50Mo	51Mo
	Powder	38Ni				
Ni	Sheet	70Ni 68Ni 73Ni	} 70Ni	Ni ₃ Ti	80Ni	55Ni
	Line	75Ni				
Cu	Sheet	48Cu 65Cu	} 45Ta		29Ta	52Ta
	Line	37Ta				
Fe	Line	77Ta	77Ta		67Ta	67Ta
Ni	Sheet	40Ni 45Ni 52Ni	} 55Ta	NiTa(?)	58Ta	65Ta
	Line	74Ta				
Fe	Sheet	72Fe 72Fe 64Fe 77Fe	} 29Ti	Fe ₂ Ti	27Ti	47Ti
	Line	34Ti				
Cu	Powder	76Sn	76Sn	Sn ₅ Cu ₆	61Sn	86Sn
Fe	Powder	95Sn	95Sn	Sn ₂ Fe	89Sn	92Sn
Cu	Sheet	74Cu 69Cu	} 29Zr		11Zr	46Zr
	Powder	I' 31Zr I'' 16Zr				
Ni	Powder	I' 40Zr	} 35Zr	NiZr Ni ₅ Zr	30Zr	59Zr
		I'' 7Zr				
Ti	Sheet	28Ti 46Ti	} 63Zr		64Zr	64Zr
	Powder	66Zr				
	Line	49Zr	49Zr			

定値（補正を行なつた値）と存在してゐると思は
 金属間化合物名を示した。測定値は接合条件別に
 一ト焊薬によるもの、粉状の焊着用焊薬によるも
 線状の焊薬によるものと区別して）示した。測定
 試料数は一つの接合条件に大体一個にあり、同
 料で数ヶ所の溶融層を測定した場合はそれぞれの
 値を別々に示した。また I, II と示したものは、
 層が完全に二種数に分かれてある場合、I', II' と
 するのは同じ溶融層内の濃度が異なる相を区別し
 平均組成はそれぞれの焊接条件別に測定値の平均
 とした。

2 瞬間的加熱による両金属の溶融量比の計算

電圧接で圧接境界に溶融層が生ずるための熱の生
 成はこれまで詳細に研究されてゐないが、金属
 熔点においてその金属の運動エネルギーが熱に変
 化したものとみられてゐる^{D4)} すなわちその運動エネ
 ーギが境界におゐる両金属のままつや塑性変形によ
 り熱に変換されたもの、衝突点前方において空気が圧
 れて高温になり母材に伝わったもの、噴き出した
 ジェットが母材に衝突し発熱したものをさがす

る。

ここで熱源がなんであるが、またそれほどの程度のものであるかとい、た問題をましひかえて、接合界面に一定の熱エネルギーを与えたあと、ひきつづいてその結果によつて両金属がどのような割合で溶融するかなどを、実験によつて導き出すことを試みた。

ために次の仮定をおく、

(1) 熱エネルギーは両金属の境界面において瞬間的に与えられる。

(2) 全過程を通じて各金属の物性値が圧力によつて変化しない。(比熱と熱伝導率の温度補正は行なう。附録参照)

このほか両融液が攪乱しないなど、いくつかの点を注意する必要がある。

図 6.14 に示すように $0 \leq x < \infty$ の半無限体の端面 (ス) に単位面積当り q (cal/cm²) なる熱量が $t=0$ の瞬間に与えられたとき、 $t>0$ における物体中の温度分布は次式で与えられる⁶⁾

$$\theta = \frac{q}{c\rho} \frac{e^{-\frac{x^2}{4Kt}}}{2\sqrt{\pi Kt}} \quad (6.1)$$

ここで θ ; 温度, x ; 端面からの距離, t ; 時間,

温度伝導率 ($=\lambda/\rho c$), ρ ; 密度, c ; 比熱,
熱伝導率

図 b.15 に示すように異種金属 ① と ② の境界面 (0) に $t=0$ の瞬間において熱量 q を与えたとする。金属に (b.1) 式にしたがって熱を伝導し、図 b.15 に示した温度分布となる。ここで $x=0$ で $\theta_1 = \theta_2$ の境界条件により、熱量 q の配分比が求められる。

$$\theta_1 = \frac{q_1}{2C_1\rho_1\sqrt{\pi K_1 t}} = \frac{q_2}{2C_2\rho_2\sqrt{\pi K_2 t}} = \theta_2 \quad (b.2)$$

よって q_1/q_2 の比を求めると次式になる。

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{\sqrt{\rho_1 c_1 \lambda_1}}{\sqrt{\rho_2 c_2 \lambda_2}} \quad (b.3)$$

両金属の熱量配分比は時間に関係なく $\sqrt{\rho c \lambda}$ のよって定まるといえる。

ある程度時間が経過すると温度分布は潜熱を考慮する。(b.1) 式で予測されるよりも低く頭のとぶれたなっていると思われる。図 b.16 にそれを示す。 $\theta = 0$ が ① の金属の融点 θ_{m_1} に一致したとすると (もし $\theta_{m_1} > \theta_{m_2}$ とする) ① は凝固を開始し、溶融層は作らない。したがってこのときにおける ① の溶融熱量 m_1 式のようになる。

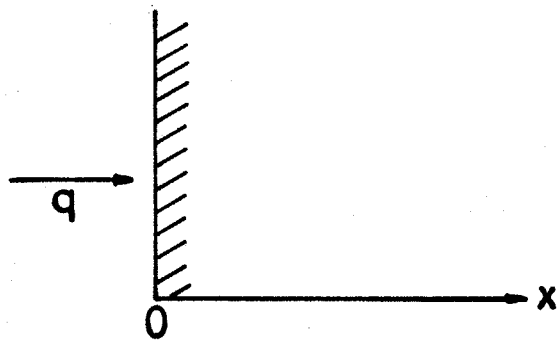
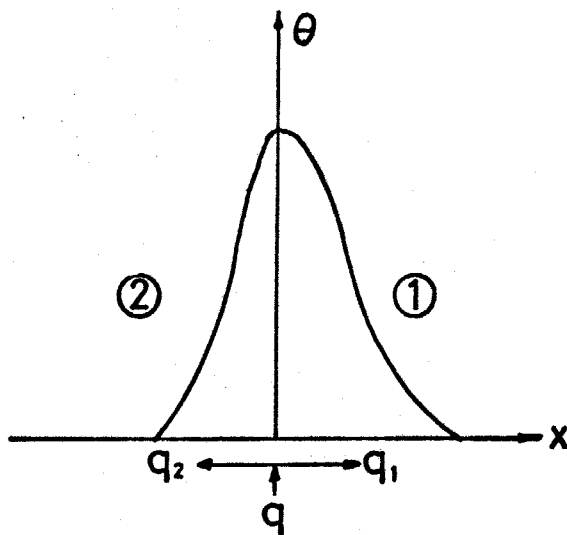
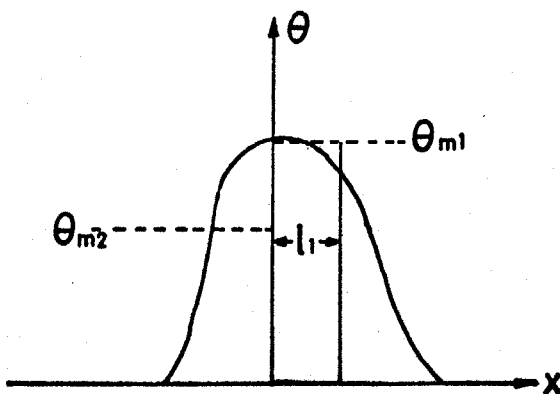


図 6.14 半無限体

図 6.15 境界にある
熱量が余り少く、少し時間か
たつた後の温度分布図 6.16 溶融を生じ
たときの温度分布

$$m_1 = g_1 \times [C_1(\theta_{m_1} - \theta_0) + H_{m_1}]^{-1} \quad (6.4)$$

ここで H_{m_1} ; 融解潜熱, θ_0 ; 室温である。

が θ_{m_2} に低下したときの②の溶融量も同様にして
れる。したが、て①と②の溶融量の比は次式で与
れる。

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{g_1}{g_2} \frac{C_2(\theta_{m_2} - \theta_0) + H_{m_2}}{C_1(\theta_{m_1} - \theta_0) + H_{m_1}} \quad (6.5)$$

式に (6.3) 式を代入すると最終的に次式が与えられる。

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\sqrt{\rho_1 C_1 \lambda_1}}{\sqrt{\rho_2 C_2 \lambda_2}} \frac{C_2(\theta_{m_2} - \theta_0) + H_{m_2}}{C_1(\theta_{m_1} - \theta_0) + H_{m_1}} \quad (6.6)$$

(6.6) 式により計算した結果を表 b.1 の計算値 (A)
す。この表からは計算値が測定値にどの程度一致
いるのが、わかりにくいので、これを図にしたの
図 b.17 である。図 b.17 は横軸に計算値 (A), たて軸
測定値* をとり, 各組合せについて各値をプロットし
対角線上にある点が計算値と測定値の一致した場
がある。各点の横に示した金属の組成を示し, ()
測定値がシート爆薬による試料, 粉状爆薬による試
料, 線状爆薬による試料と 2~3 の値があるときは,
均組成の平均値をとって測定値とした。

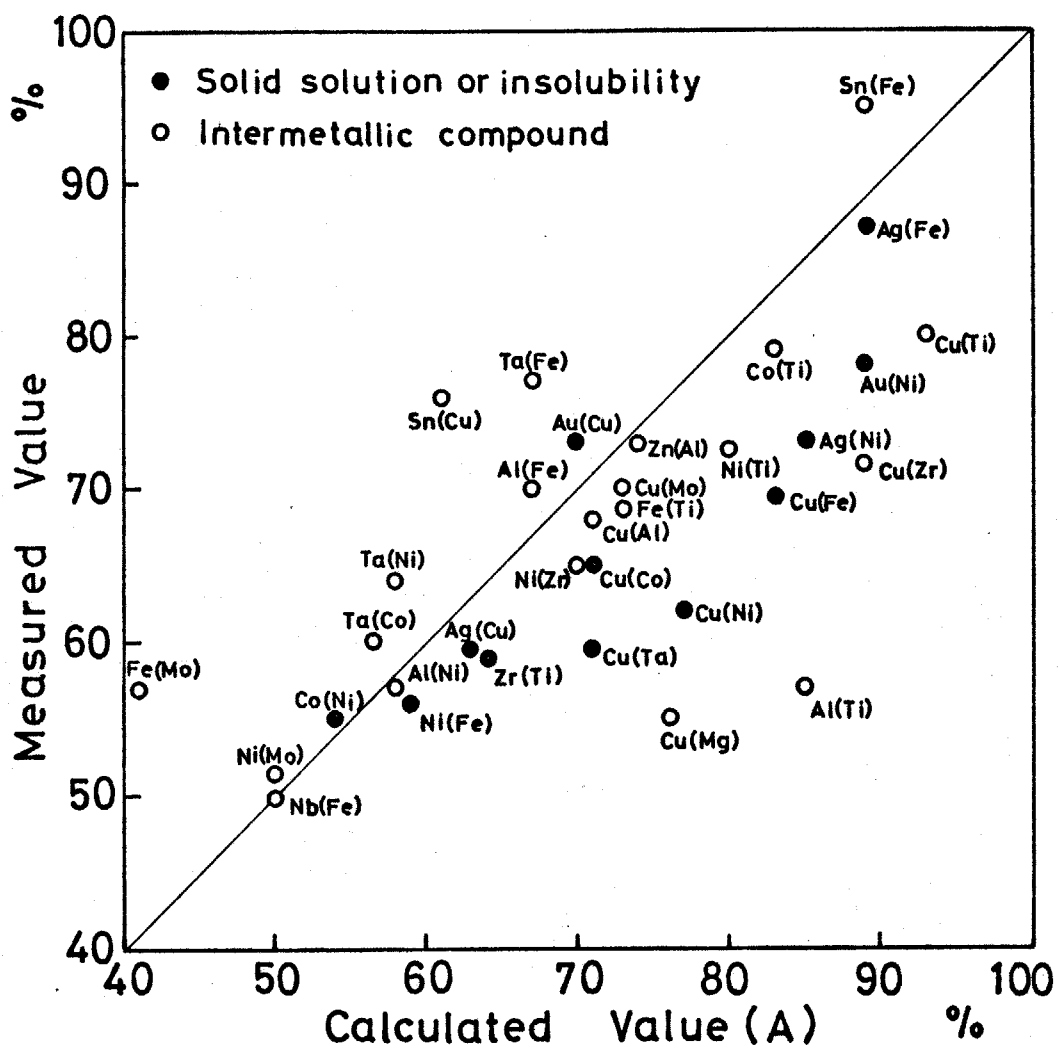


図6.17 溶融層の組成の計算値(A)と測定値の比較

()内の金属は組合せ金属

に示した金属との組合せである。ここで金属間化合物を生成する組合せと、その他の固溶、不固溶な場合を区別して示した。

図 b.17 によるとあまりよい一致を示していない。そこでとくに違いの大きいものについて、組合せの傾向をみると両金属の熱伝導率に極端な差のある Cu-Fe, Cu-Ti, Cu-Zr (たとえば $\lambda_{Cu}/\lambda_{Zr} = 22.0$) などの熱伝導率の大きい Cu, Al が測定値よりも計算値の割合が大きいのことがわかる。またこのよ傾向のある Au-Ni, Cu-Ni, Ag-Ni, Cu-Ta, Ni も熱伝導率にかなりの差がある。

のように熱伝導率に大きな差があるものはあまり合わないことがわかった。そのため溶融、凝固が瞬間的な現象であることを考えると、いままで示した熱伝導率を含んだ式による熱配分もあり得ることも考えられる。そのためとくに極端な場合として熱伝導率を全く考慮しないで、境界で熱が等分配される場合を仮定した。それにより次の式から計算値(B)を得た。

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{C_2(\theta_{m_2} - \theta_0) + H_{m_2}}{C_1(\theta_{m_1} - \theta_0) + H_{m_1}} \quad (6.7)$$

(b.7)式による値を表b.1の計算値(B)に示す。

b.1によると大部分の組合せは測定値(全平均組)が計算値(A)と(B)の中間にあることがわがす。

が、て計算値(A)と(B)を単純に算術平均した値計算値としてとった方がより測定値に一致したもののことが考えられる。

これを図b.18に示す。図b.

あまりよゝ一致をしなかつた熱伝導率に大きな差ある組合せは図b.18で両方の値がかなりよくあつた。

上熱が平面的に発生するとした理想化した状態にる計算を行なつてきたが、熱は平面的な境界がない層をもつた三次元的な領域で発生すると考へが實際的と思われろ。この点で(b.7)式は熱が境両金属に等分配したと考へるよりも境界に近い所の内部で等量の熱が発生したと考へる方がより受考えられる。すなわち金属内部で発生する熱は金属粗性変形によるものが一番大まゝと思われろ。異た金属を静的な状態で同じ力を作用させた場合Snうな軟い金属は大まゝ変形し、Feのような硬い金属変形は小さい。V-V溶接では衝突点で両金属に力が働いてゐると思われろが、写真b.1(b)にみら

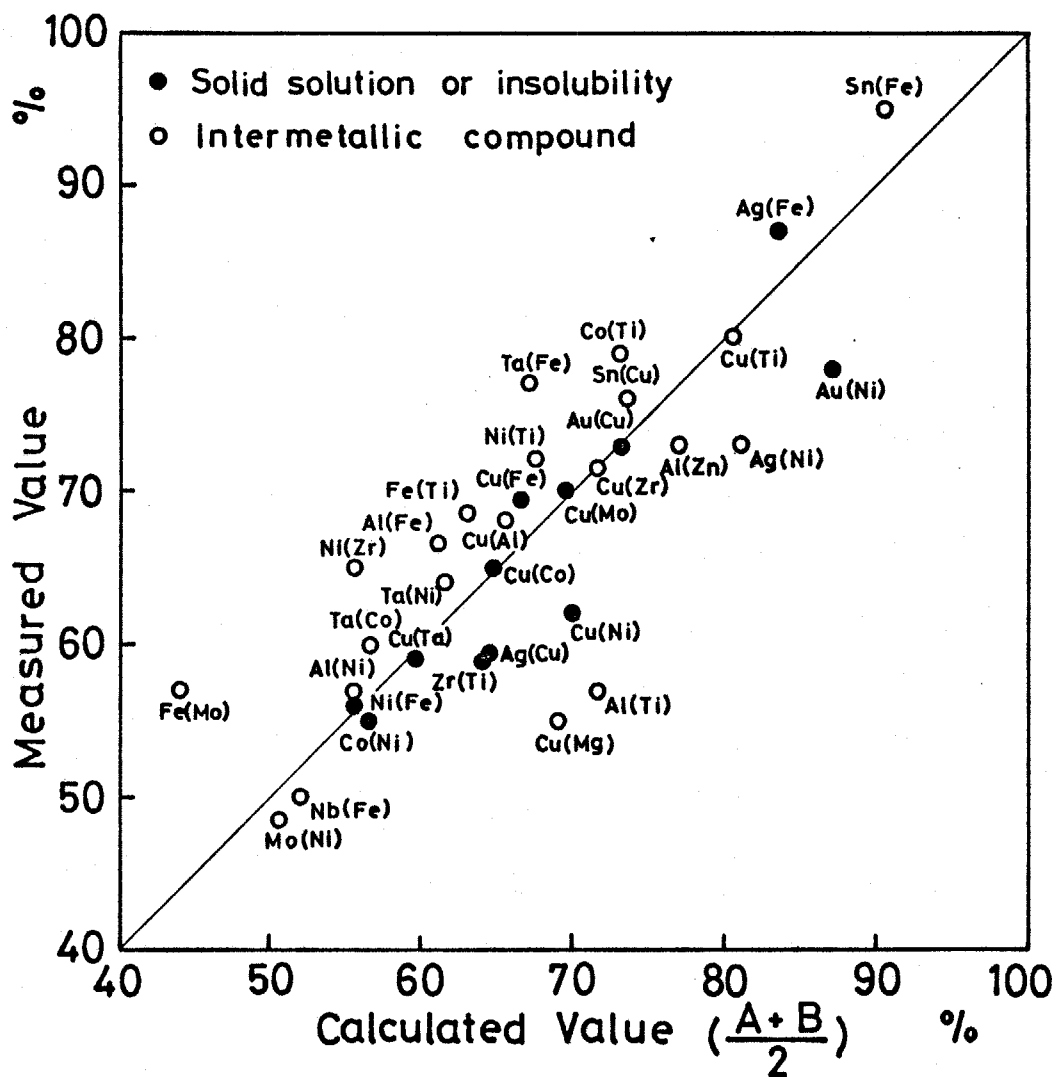


図6.18 溶融層の組成の計算値 $(\frac{A+B}{2})$ と測定値の比較

ように Fe も Sn もほとんど同じ程度の変形を示し
 る。このような点で両金属の変形量はほとんど変
 わらず、両金属の内部に発生する熱量に大きな差はな
 くない。等量の熱が発生するとしても大きな差はないと
 考えられる。したがって図 6.18 に示した計算値は熱が境
 面に隣接した両金属の内部に発生し、分配され
 るだけ物理的な意味を持つてくる。しかしその
 発生する層のどの程度の幅が、またどの位置で
 発生するかわからない。

さらに細かく吟味すれば、溶けた部分が混合して均
 一な温度になり、熱がさらに外側に伝導されて溶融層
 の幅が広がっていくと思われる。そして多くの熱が流
 失してしまふので失われていくことを考慮する必要が
 ある。熱伝導率の大きい金属の割合が計算値(A)より
 低い値が小さいのは、溶融に寄与してしまふ伝導によ
 り失われる熱がかなりあることを示しているかもしれ
 ない。

以上溶融層の組成について、いろいろの場合を考慮
 したが、実際の圧接境界ではそれらが複雑に作用し合
 うので溶融層の組成が決まるとは思われ、その組成を完全
 に知ることは不可能といえる。したがってここで計算

値とも、じゅうぶんよい一致を示したと思われる。

4 結 論

溶接の接合界面にみられる溶融層の組織の観察
X線マイクロアナライザーによる組成の測定および
線分析による金属間化合物の測定を行なった。
その溶融層の組成を適当な仮定のもとで推定し
算値と、測定値の比較を行なった。そして次の結
果を得られた。

- 1) 一部の組合せによって組成の異なった2種類の溶融層が観察されたが、大部分は1種類の溶融層であり、
 - 2) 二元状態図で溶融層に固溶体が形成されると考えられる組合せでは、溶融層の組成は比較的均一な値を示していた。Au-CuではX線マイクロアナライザーによって求めた組成値と面心立方格子の固溶体としてX線分析から得られた組成が一致していた。しかし規則格子を形成している証拠はみいだせなかった。
 - 3) 二元状態図に金属間化合物がみられる組合せの中
- のうちの組合せによって溶融層に金属間化合物がX

折より存在するところがみだされた。しかしX線
の回折線は非常に弱いため、金属間化合物の結晶
決めは困難であった。

まったく固溶したAg-Feなどでも溶融層は存在
すれば両金属が細かい粒子となり混合して
ことが認められた。

溶融層の組成を推定するため、境界に熱を与えて、
が伝導し、溶融したと考へて求めた値、および接
した両金属の内部で等量の熱が発生したとして
た値を平均して、計算値とした値は実際の測定値
をりよく一致した。

第6章の文献

R. Cowan and A.H. Holtzman; "Flow Configurations in Colliding
Plates: Explosive Bonding." J. Appl. Phys., Vol. 34(1963) p. 928

H. Holtzman; "Explosive Clads." Proc. of the NATO Advan. Study
Inst. of HERW of Metal., (1964) p. 489

K. Keller; "Beitrage zum Explosivplattieren." Z. Metallkde.,
59(1968) p. 503

B. Wright and A.E. Bayce; "Current Methods and Results in Explosive
Bonding." Proc. of the NATO Advan. Study Inst. of HERW of Metal.,
64 p. 448

田勇監修 "X線結晶学(上)" 丸善

池, 峰久 "溶接工学" 共立出版

6章の附録 比熱, 熱伝導率の温度補正
 熱 C については $C = C(T)$ の $0^\circ\text{C} \sim$ 融点間の積分を
 とする。また変態を併せよう場合は変態熱を平均化
 次のようになる。

$$C_{me} = \frac{1}{T_m - T_0} \left(\int_{T_0}^{T_m} C(T) dT + \sum_i H_{Ti} \right) \quad (6.8)$$

$C(T)$ が融点近くまで与えられていないときは, C_{me}
 $\{(T_m - T_0)/2\}$ のときの値をとる。

伝導率については $\lambda = \lambda(T)$ の $0^\circ\text{C} \sim$ 融点間の積分
 値をとる。多くの場合, 高温領域で $\lambda(T)$ が与えら
 れないことが多いのでそのときは外挿した。

$\lambda(T)$ が与えられていないときは Wiedemann-Frantz
 則 $\lambda/\sigma = aT$ (σ ; 電気伝導度, a ; 定数) から

$$\lambda/\lambda_0 \cdot \sigma_0/\sigma = T/T_0$$

$$1/\sigma = r = r_0(1 + \alpha T)$$

r ; 電気抵抗, α ; 抵抗の温度係数

である。

$$\frac{\lambda_m}{\lambda_0} = \frac{T_m}{T_0} \frac{1}{1 + \alpha(T_m - T_0)} \quad (6.9)$$

式から T_m における $\lambda = \lambda_m$ を得る。

して Au の λ_m を求めると

$$T_m = 1336^\circ K (1063^\circ C) \quad T_0 = 273^\circ K (0^\circ C)$$

$$\lambda_0 = 0.71 \quad \alpha_{0,100} = 4.1 \times 10^{-3}$$

よ (6.9) 式から $\lambda_m = 0.66$ となる。

よって熱伝導率の温度係数は $0^\circ \sim 100^\circ C$ まで与えておき、これを融点まで成り立つとして計算する

$$\lambda_m = \lambda_0 (1 + \beta \Delta T) \quad \beta = -0.04 \times 10^{-3}$$

$$\lambda_m = 0.68 \text{ となる。}$$

第7章 爆接クラッド鋼の残留応力

1 まえがき

章までは爆発圧接の接合機構、金属組織等について述べた。本章では爆発圧接した材料に存在する残留応力の測定結果について述べる。

爆発圧接法はクラッド板の生産法として企業化され、爆接クラッドは大部分化学工業用の耐食材料としてラント等に加工作業されている。爆接クラッドは時に火薬の爆発力により瞬間的に超高圧にさらし接合界面はとくに強い加工作業を受ける。したがって接後熱処理などを行なわないう限り、クラッドにはけり大きい残留応力が存在していることが考えられる。いままでに爆接クラッドの残留応力を測定した例なく、^{(1)~(4)} 爆接クラッドを使用する側から残留応力測定が強く望まれている。

の研究は写真式X線法によつて(1)軟鋼-軟鋼、(2)軟鋼-アルミニウム、(3)軟鋼-ステンレス鋼の3種類のクラッドの残留応力を測定し、その残留応力の生じ機構について考察を試みた。使用した材料のうち、軟鋼クラッドは実用的には全く製作されないが、

材と母材の機械的性質や熱膨張などの違いを全く
 しなさいでよいことと、合せ材側の残留応力をX線
 によって測定する場合、軟鋼は測定が容易であるこ
 とによって採用した。

2 供試材料

残留応力の測定に用いたクラッドを表7.1に示す。

これらの材料のうちアルミニウムを除いた各素材の主
 学成分を表7.2に示す。

これらの材料は爆接前にすべて焼鈍炉において熱処
 理を行った。熱処理条件は軟鋼およびステンレス鋼
 200°C, 30分, アルミニウムで300°C, 30分である。
 軟鋼合せ材の焼鈍後の結晶粒の大きさはASTM粒
 度番号7~8で平均粒径は約30μであった。

爆接によって生ずる合せ材表面の伸びを測定す
 るために、軟鋼を合せ材にした試料について、けがき
 を入れたり、あるいは2mm角の格子を焼付け硝酸
 溶液で食して線を入れた。そして爆接後これらの線の間
 を測定して、合せ材表面の変形量を求めた。

爆接は粉状爆薬を用い最適条件において全面圧

行な，た。爆接後接合界面全面にわた，て超音波
を行な，たが，はくりなどの異常は認められな
か。

試材料のうち軟鋼-軟鋼クラッドとアルミ-ウ
鋼クラッドの接合界面附近の顕微鏡写真を写真7.
よび写真7.2に示す。また接合界面附近の微小硬
度を図7.1および図7.2に示す。写真7.1，写真
はどちらも爆接方向の断面組織で，軟鋼-軟鋼ク
ラッドの接合界面は波状を呈しており，接合界面附近
に塑性変形を受けている。これに対しアルミ-ウ
鋼クラッドの接合界面は直線状で，境界に薄く
層が生成している。境界層はほとんど塑性変形を
受けていないようである。硬度をみると軟鋼の場合，
界面附近でかなり硬度上昇を示しているが，アル
ミ-ウ鋼は接合界面で少し硬化している。なお図7.1
と図7.2の硬度が母材の硬度より低いのは，合せ材の
量が母材に比較し少なく，軟い材料のためである。

3 実験方法

1 試料の表面処理

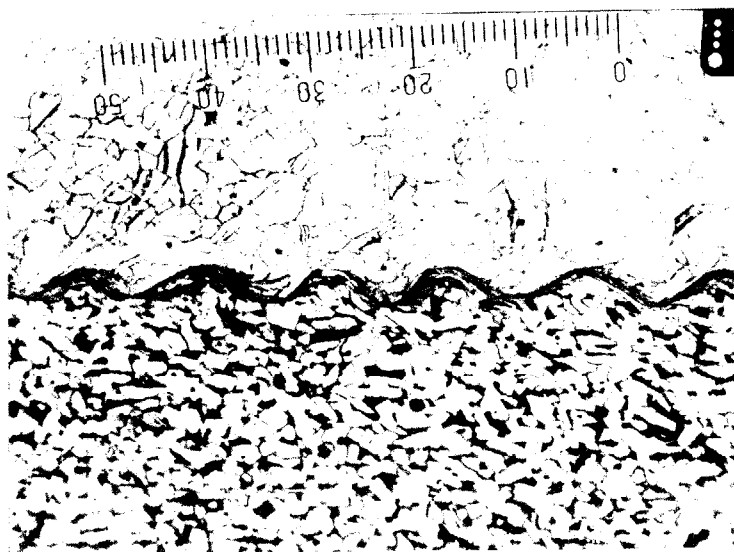
試料の表面に機械加工等による塑性変形層が存在す

表 7.1 各クラッドの組合せ

	Material		Dimension mm	Dimension of lattice on clad surface
	Clad metal	Base metal		
SI	Mild steel (SS)	Mild steel (SB)	(2+12)x60x150	20x20 ^{mm} (scratch)
SII	Mild steel (SS)	Mild steel (SS)	(2+12)x170x470	2x2 ^{mm} (print)
AL	Aluminium	Mild steel (SB)	(3+12)x160x250	—
ST	Stainless steel (SUS27)	Mild steel (SB)	(2+12)x60x150	—

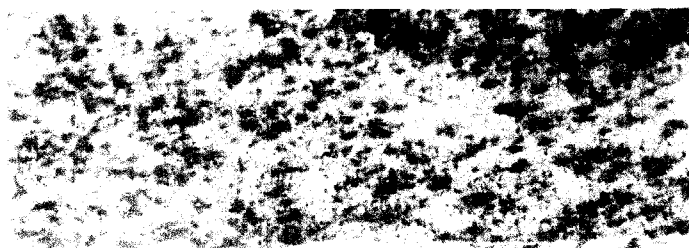
表 7.2 各素材の化学成分

Material	Chemical compositions (%)				
	C	Si	Mn	Cr	Ni
Mild steel (SS) (Clad metal)	0.033	tr	0.24	—	—
Mild steel (SS) (Base metal)	0.173	tr	0.90	—	—
Mild steel (SB)	0.160	0.29	0.73	—	—
Stainless steel	0.024	0.85	1.43	18.39	8.92



X130

写真7.1 軟鋼-軟鋼クラッドの接合界面組織



X100

写真7.2 アルミ-軟鋼クラッドの接合界面組織

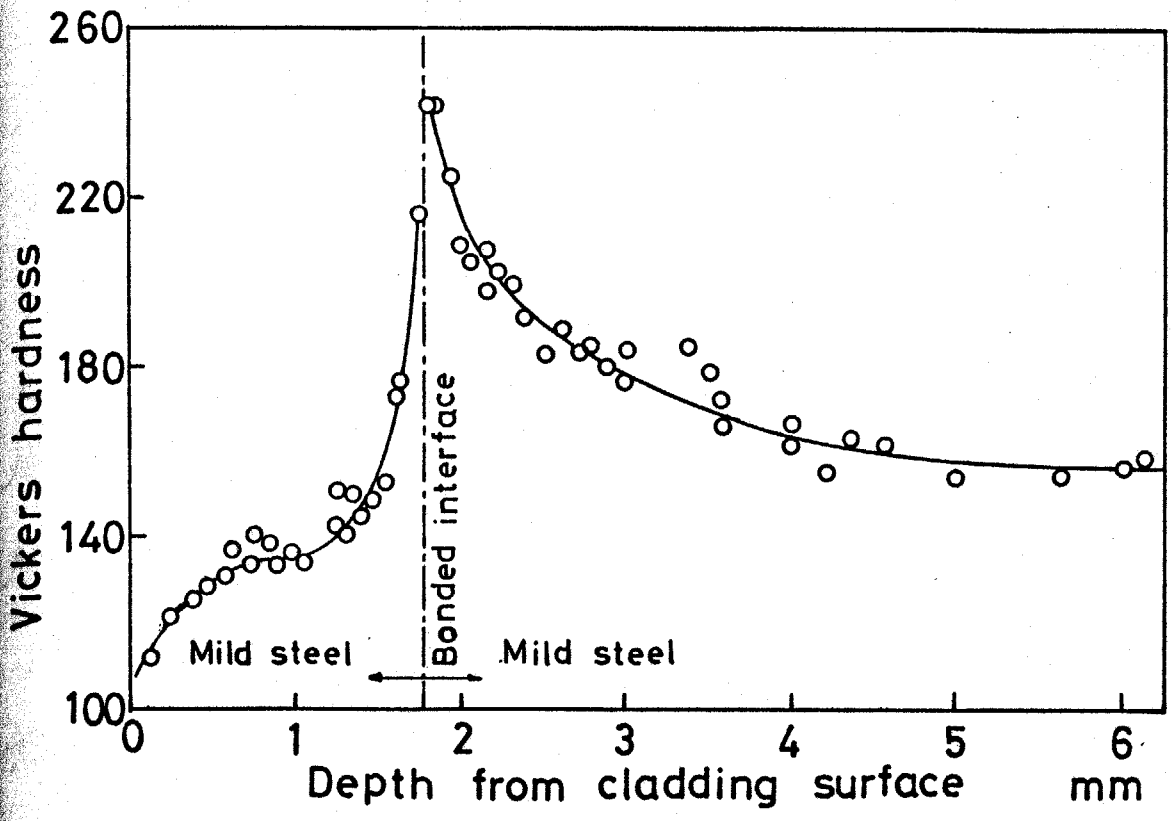


図 7.1 軟鋼-軟鋼クラッドの微小硬度分布

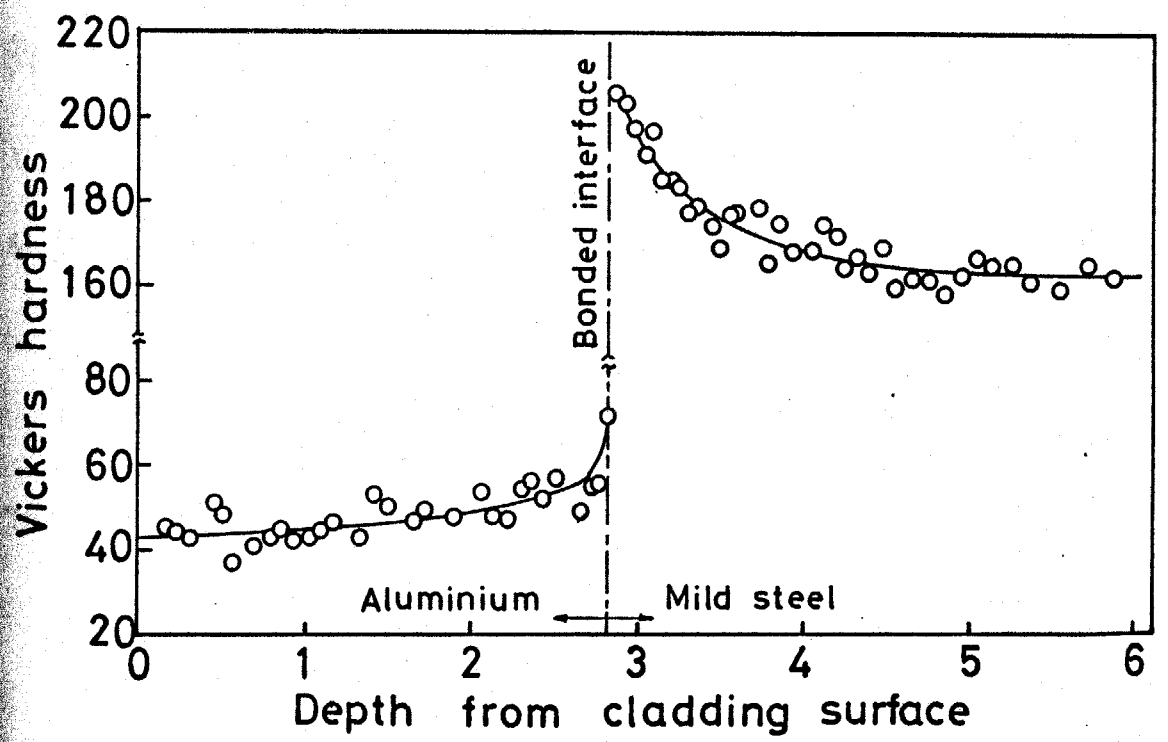


図 7.2 アルミ-軟鋼クラッドの微小硬度分布

その影響によつて、真の残留応力の測定ができませんので、加工層は電解研磨によつて除去した。本試料では板厚内部の残留応力の測定を行なうためにエッチングで穴をあけた。その穴の底の部分の塑性変形層の厚さが数 $10\mu\sim 100\mu$ 程度あると考えられるので、加工層を $100\mu\sim 200\mu$ 除去した。なお電解研磨後の表面は 10μ 程度の平滑度と考えられる。電解研磨液として、無水酢酸76%+過塩素酸24%液を使用した。

2 測定方法

X線応力測定方法は $\sin^2\psi$ 法によつた⁷⁾。種々のX線角度で回折線写真を撮影し、比較物質の半径と被測定物質との半径の差 Δr を求め、 $\Delta r - \sin^2\psi$ 線図を作り勾配を定めて次式により応力 σ_x を求める。

$$\sigma_x = \frac{E}{1+\nu} \cdot C \cdot M = K_1 M \quad (7.1)$$

$$K_1 = \frac{E}{1+\nu} \cdot \frac{\cos^2 2\theta \cdot \cot \theta \cdot \tan 2\theta'}{2l'}$$

； 縦弾性係数， ν ； ポアソン比， θ ； 試料のBragg角， θ' ； 比較物質のBragg角， l' ； 比較物質の回折線半径
 本研究で使用した測定試料，特性X線，比較物質と

値を表 7.3 に示す。Fe, Al の測定の際には $K\beta$ 線を用いるバックグラウンドを除去するためフィルターを用

真 7.3 に軟鋼-軟鋼クラッドの回折環の 1 例を示す。内側の環が軟鋼の (310) 面の回折 X 線であり、外側の環が比較物質 Cr の (112) 面の回折 X 線である。また下に示す図はミクロアナライザーにより、回折環の濃度分布を示したものである。

ミクロアナライザーによる濃度分布曲線から各回折環の位置を決めて、試料と比較物質の回折環の距離を測定するのであるが、本研究ではピーク位置の決定は同一種類の試料では同一の方法によった。アルミニウムの場合には $K\alpha_1, K\alpha_2$ による回折線が明確に分離するので、 $1/4H$ 法、軟鋼の場合にはあまりは、分離しないので、 $K\alpha$ の $1/2H$ 法を採用した。ステンレス鋼の場合には $K\beta$ 線によるもので 1 つのピークのみで法を採用した。この場合比較物質は $K\alpha_1$ 回折環の法によった。

試料の一点に静止して照射すると、結晶粒の粗大化回折環が斑点になるため、試料を 5mm x 5mm の範囲で揺動させ多くの結晶粒に X 線があたるよう

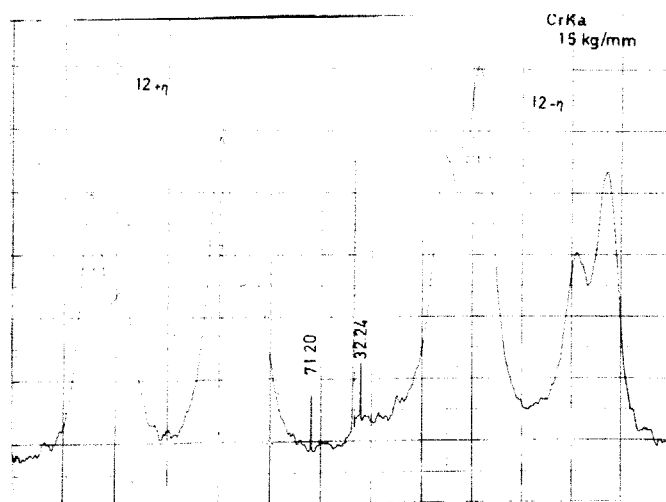
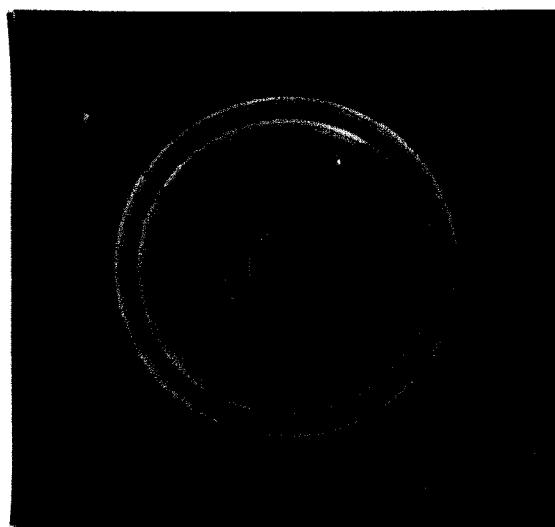


写真 7.3 軟鋼-軟鋼クラッドの円折環写真と
マイクロメータによる濃度分布曲線

た。したがって測定した残留応力はこの範囲の平均応力になる。

3 試料内部における残留応力測定

平板内部の残留応力を測定する方法として、平板表面より逐次薄層を除去して残留応力の解放による変化より応力分布を求める方法がある。立川は接枝の残留応力を求めるために歪ゲージを使用しこの方法により残留応力を解放し、その歪の変化板厚方向の分布を求めてゐる³⁾。また平らは又線法材料内部の応力を求める方法として、平板表面から少しずつ除去し、新しく現われた層に又線を照して求めた応力値に、除去したことによる応力の変化を近似補正してその層における応力値を求めてゐる。しかしこの方法によつては爆接枝のように一表面における応力値が均一でない材料の残留応力を求めるはできない。

そこで本研究では材料表面より一定の深さの小孔を掘り、この穴の底に又線を照射して内部の応力を測定する方法を採用した。この方法によれば、穴の大きさ材料の大きさに比較し充分小さければ、穴の底で

辺の拘束によつて応力値は穴をあけたことによつて
 とんど解放しないと考えられ、その穴から求めら
 れる値がその深さにおけるその部分の応力値と考へら
 れる。穴の直径を5mmとしてX線を照射したときに該
 往復運動によつて十分な数の結晶粒の屈折が得ら
 るようにした。Kelseyの実験によれば穴をあけると
 径の1.5倍程度の深さで表面の応力はほぼ解放さ
 れる。しかし穴の径が材料に比べ十分に小さく、深さ
 に対して小さければ表面の解放による応力変化
 は表面だけでつり合つてしまい、底辺において周
 拘束力が影響して、図7.3のように応力分布の移
 起り難く、分布は穴をあける前とほぼ同じである
 と考えられる。

この考へ方を実証するために次のような模擬試験を
 行った。すなわち十分大きい試験片(軟鋼SS41)に
 応力場を作る代りに、外部より力を与えて試験片
 に簡単な応力分布を作ることによつて、残留応力
 在する場合と同様な状態にする。さらに試料に穴
 をあけてその底の応力変化を調べる代りに前も、穴
 をあけず、その底にゲージを付けて穴をあけない場合に
 得られる値との比較を行った。図7.4のように穴

(5mm) に対して十分な横幅のある長さ 600mm, 12mm の試験片の裏表に十分距離を持たせて, 深さ 3mm から 6mm の穴をあけ各々の穴の底にゲージをはり, 引張り試験と曲げによつて二種類の内部応力場を与えた。結果を図 7.5, 図 7.6 に示す。引張荷重を与えた場合, 試験片表面のゲージによるばらつき (5% 位) 内に深さまでの値があり, 誤差範囲内で一致している。曲げ試験では + σ から - σ にかけて変化が, 各穴の応力値は理論値より約 5% 程度大きくなっている。

上の結果から引張りのときの応力分布, 曲げのときの応力分布を組合せれば一般の応力分布についても同じことができ, 任意の残留応力分布を持つ材料表面より内部に於いて穴をあけても穴の底での応力値ももつた応力値とほぼ変わらないと考えることができる。

本研究では母材厚さ 12mm, 合せ材厚さ 2mm に対してとくに重要と思われる合せ材表面から境界に於いて 3mm 深さまでの残留応力分布を対象として測定した。穴の加工はエングミルで行ない。とくに 2mm 以上の深さについてはほとんどの端を深さの約 1/2 程度ドリル

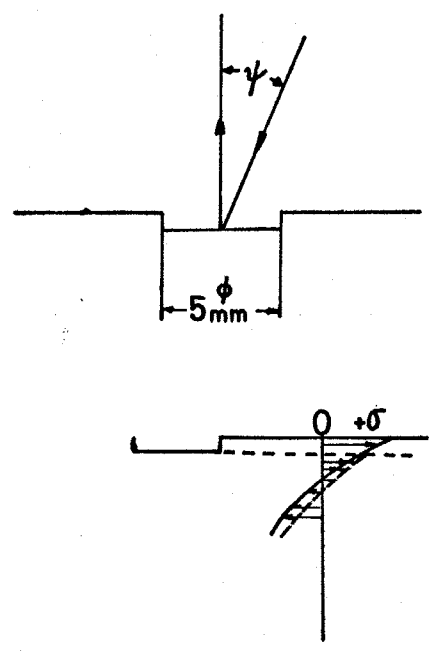


図 7.3 穴をあけることによる応力の再分布

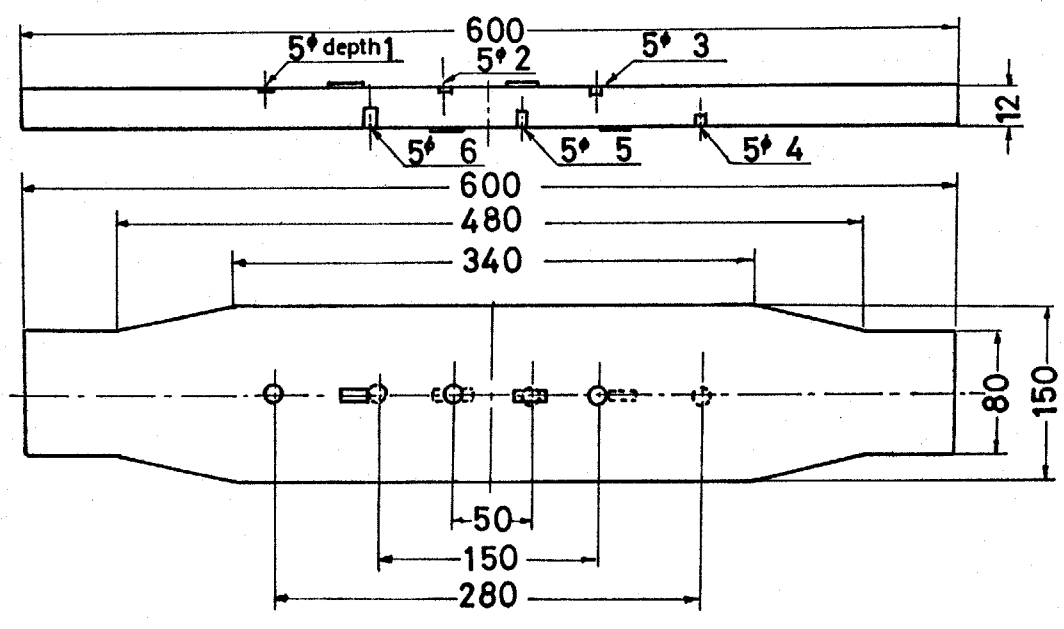


図 7.4 応力分布検査用の試料形状

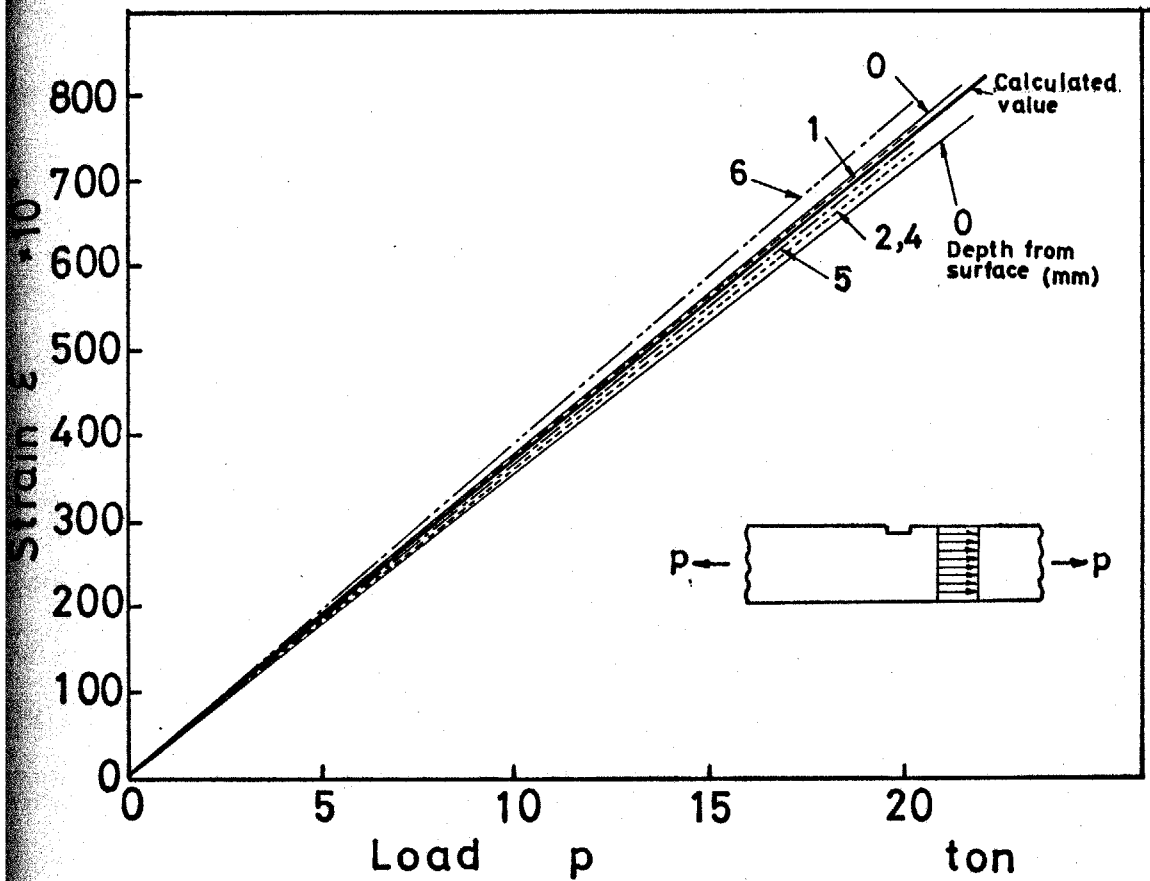


図7.5 引張試験における各深さの歪と計算値の比較

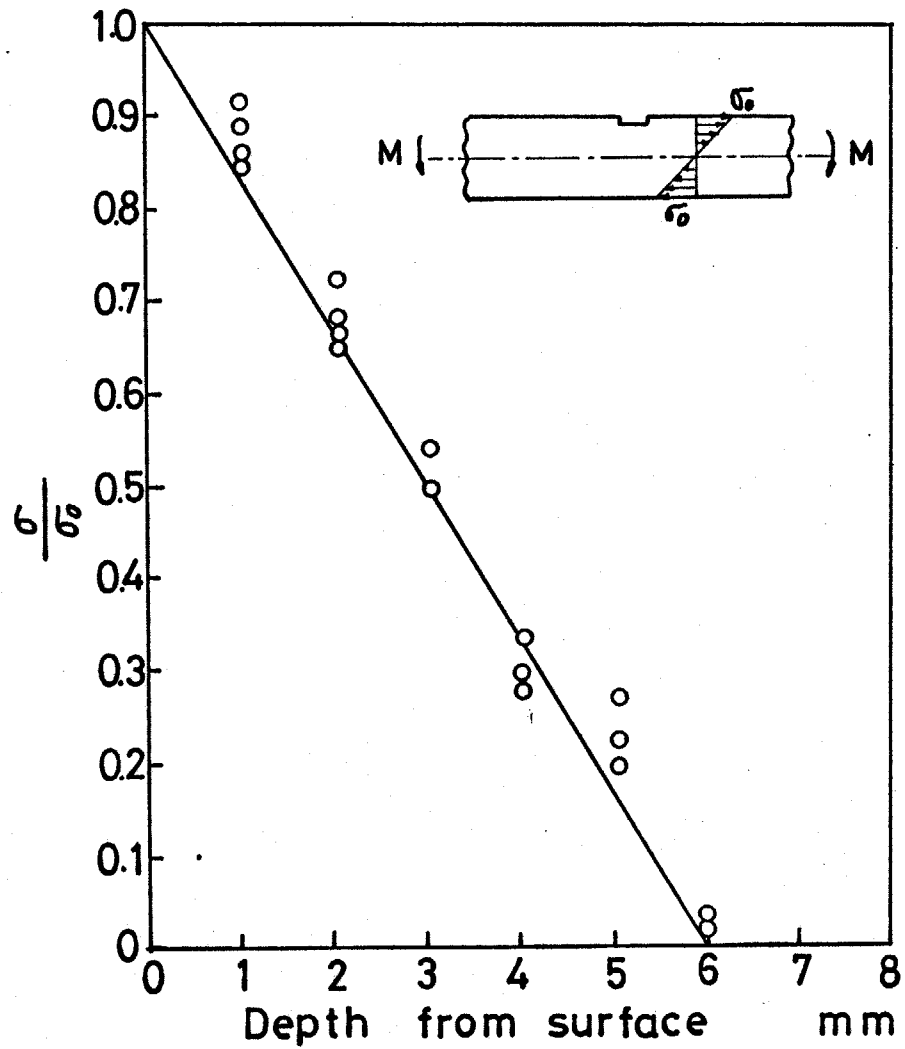


図 7.6 曲げ荷重をかいたときの各深さにおける応力 σ と表面の応力 σ_0 の比

して又線の屈折線がかからないようにした。

7.4 実験結果

7.4.1 合せ枚表面の変形量

爆接前に合せ枚表面にさざみ付けた格子を爆接後コレータで測定し合せ枚表面の変形量を求めた。試料名および格子の製作法は表 7.1 に示した。

図 7.7 に SI の変形量を示す。測定位置は下の図にした。L₁ ~ L₄ は爆接方向に平行な方向 4ヶ所、N は方向と直角方向である。図 7.8 は SII の変形量で、中央部の爆接方向の値である。●印は火薬を試料端で雷管によって起爆した場合で、○印は試料の両面に 90mm 長さの板（誘導板という）を付け、その両端から火薬を起爆させた場合である。

図 7.9 および SII 共に衝突開始点ではかなり大きい伸びを示している。その伸びは 60mm 位入ると急に減少していき、SI の方はまた終端に向って変形量は大きくなっていく。SII は 60mm から 300mm まで約 1% の比較的小さい変形量を示している。このように試料の端面から 60mm 位の範囲の変形が大きいのは、合せ枚が母材端に衝突しせん断力を受けるため、この範囲の変形

表 7.3 各材料の物性値と測定条件およびK α の値

Materials	Diffraction plane	E	ν	Characteristic X-ray	Standard powder	θ	λ -K
Fe	(211)	21000	0.28	CrK α	Cr	78° 0' 30"	29.75
Fe	(310)	21000	0.28	CoK α	Ag	80° 37' 30"	21.23
Al	(420)	7200	0.33	CoK α	Ag	81° 10'	6.67
Al	(331)	7200	0.33	CoK α	Ag	74° 34'	9.62
SUS27	(220)	19700	0.30	CrK β	Cr	74° 26'	--

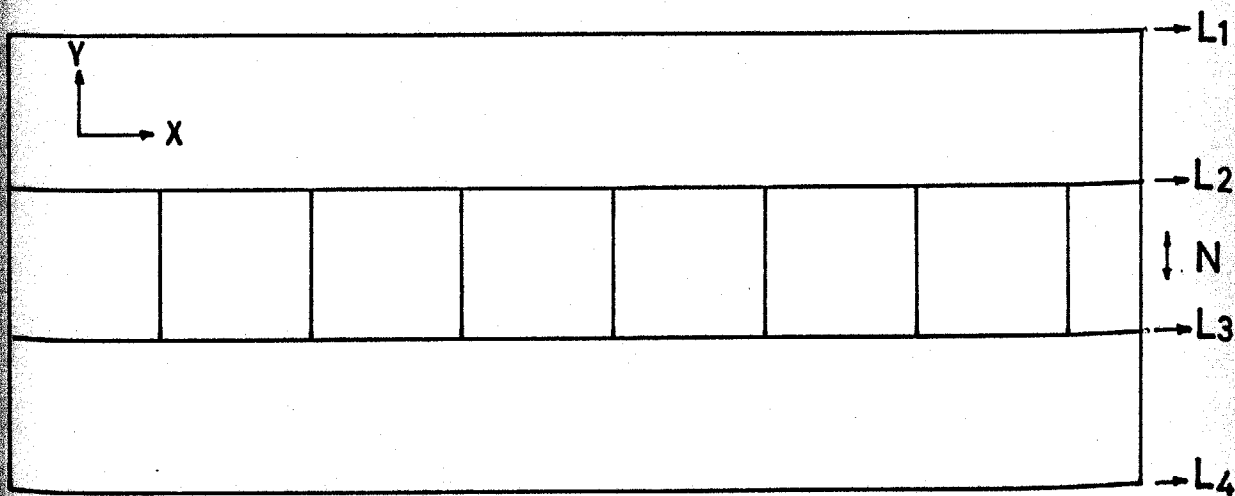
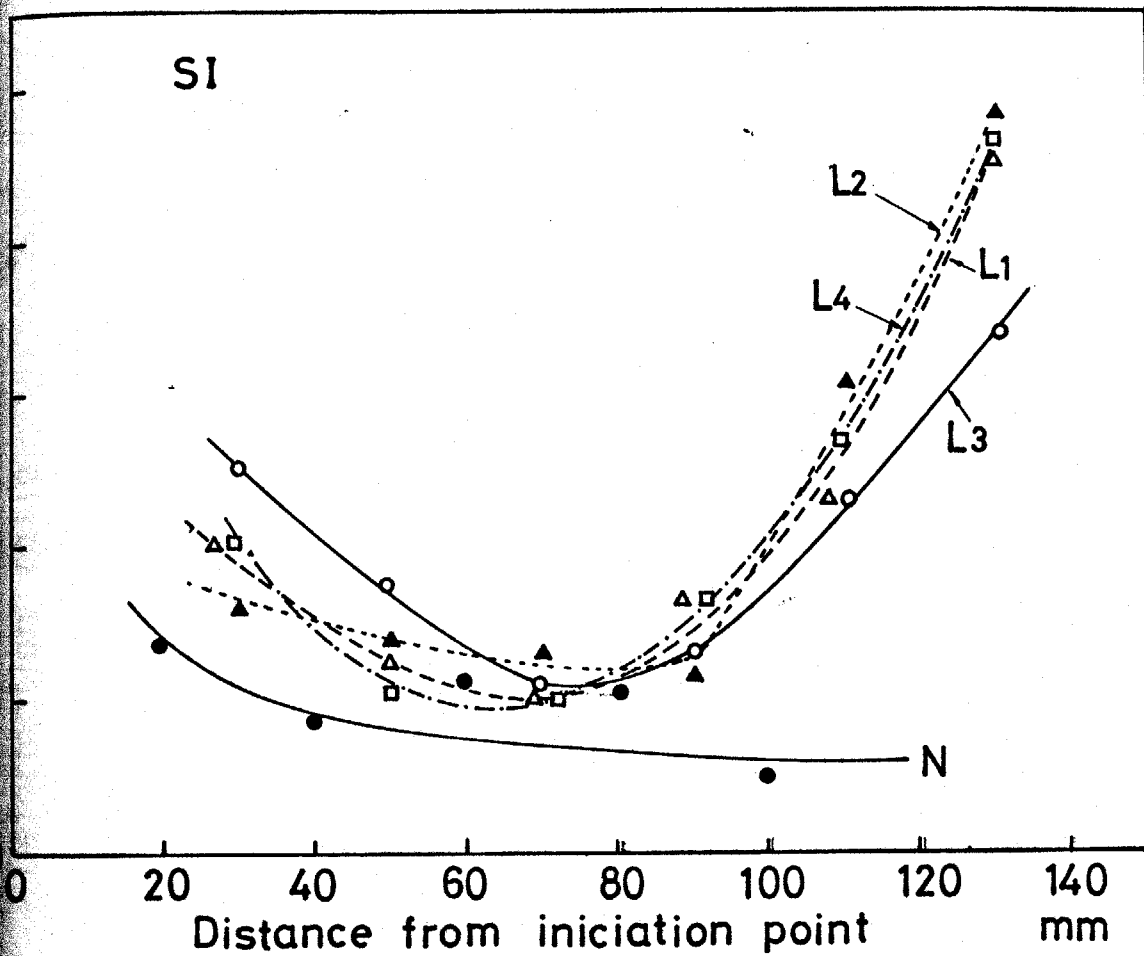


図 7.7 軟鋼-軟鋼クラッド「SI」の合せ材の伸び

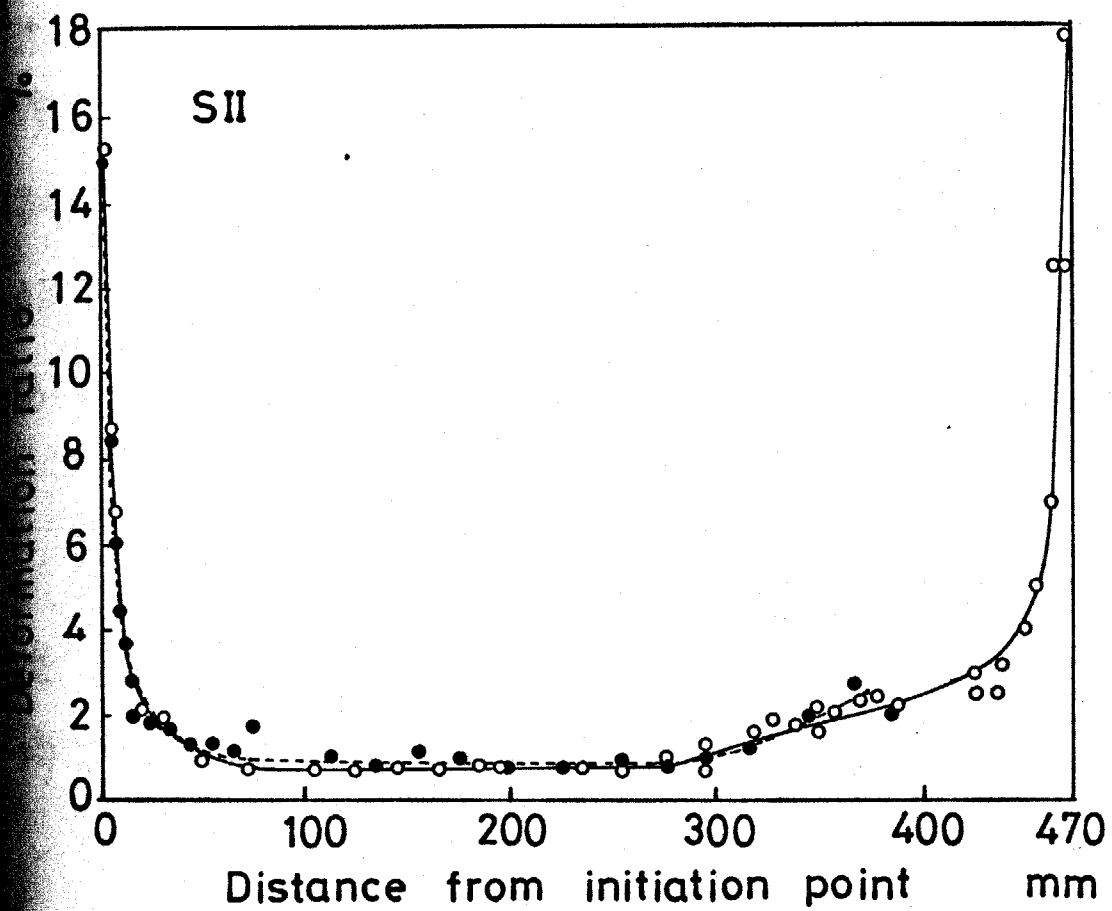


図 7.8 軟鋼-軟鋼クラッドSIIの合せ材表面の伸びた割合

大きくなったと考えられる。これを端面効果と呼ぶにする。SIは試料長さが150mmしかないため衝突部と終端部の端面効果を受けて均一な変形を示すのがほとんどない。SIIで300mm位からあと終端部の変形量が大きくなった、という理由はよくわからない。この試料についての爆接方向と直角方向の伸びを測定結果、衝突開始点から終端部までほとんど0.3%以内であった。

2. 合せ枚表面の残留応力

測定は原則として1点につき2~5回測定して、その平均値でも、その点の残留応力値とした。ただしステンレス鋼の場合1回の測定にかなり時間がかかるので1回のみで測定値とした。

測定結果を図7.9から図7.14に示す。合せ枚が軟鋼の場合(図7.9~図7.11)表面の残留応力はすべて引張りで10~25kg/mm²の範囲にある。SI(図7.9)とSI'(図7.10)は少し測定値のばらつきがあるが、両方共X方向の応力が距離Xと共にやや減少している。Y方向も減少傾向にあるが、X方向ほどは、まじりしている。SII(図7.11)のX方向応力は衝突開始点に比べ、

0mm 附近は少し減少しているが、あとはやや上昇傾向にある。Y方向の応力は距離 x と共に少し増加して行く。SIIのX方向の残留応力をCrK α 線とCoK α 線による(211)面と(310)面の2格子面で測定した。その結果(310)面の方が2~3 kg/mm²全体に小さい値を示している。ただし両格子面のX方向の応力分布の傾向はよく似ている。

アルミニウム-ウムの表面は爆接によって少し損傷を受け、X線が生成しX線を照射するのに適した状態ではなないのでエメリー紙で研磨した後、電解研磨を行なったが、表面よりわずかに下の層の応力を測定していることになる。図7.12にこの結果を示す。場所によって研磨量が少し異なるため、各点の応力を直接比較できないが、 $x=125\text{mm}$ の点の研磨量は少なく、 $x=150\text{mm}$, 200mm の点の研磨量が多くなったことから、枝表面のごく近くで、引張応力から圧縮応力に変化していることがわかった。またこのことは図7.17に示した合せ枝内部の応力測定結果によっても確かめられた。(331)面の応力の絶対値は(420)面の応力の絶対値よりもすべて大きくなっている。これは回折面依存性(orientation dependence)と考えられる。

7.13, 図 7.14 はステンレス鋼を合せ材にした試料面の残留応力である。ここで図 7.13 は爆接前に合せを 600°C 30 分間真空焼鈍したもので、図 7.14 は理を以て入取のまま爆接した。SUS27 ステンレスオーステナイト組織のため $\text{CrK}\alpha$ 線, $\text{CoK}\alpha$ 線による線がフィルムに撮影できなかった。この実験では、 $\text{K}\beta$ 線による回折線を用いた。 $\text{K}\beta$ 線は $\text{K}\alpha$ 線に比べ強度が弱く、フィルターが使用できないので、バックグラウンドが強くなり回折線のプロファイルをとるのが軟鋼に比べかなり困難であった。

ステンレスクラッド鋼の場合、軟鋼の場合に比較して値が少しづらつてゐる。図 7.13 で爆接方向および角方向の応力は軟鋼より大きく $25\sim 30\text{ kg/mm}^2$ 以上である。オーステナイト系ステンレス鋼の加工除去のための溶体化熱処理は 1000°C 以上の温度で行われるため、本実験で行なつた 600°C は低くすぎ、時に存在してゐた残留応力を十分に除去できなかったものと思われる。図 7.13 で x 方向, y 方向の残留応力は共に減少してゐるが、図 7.14 で x 方向は応力が大きいためそのような傾向はつかめな

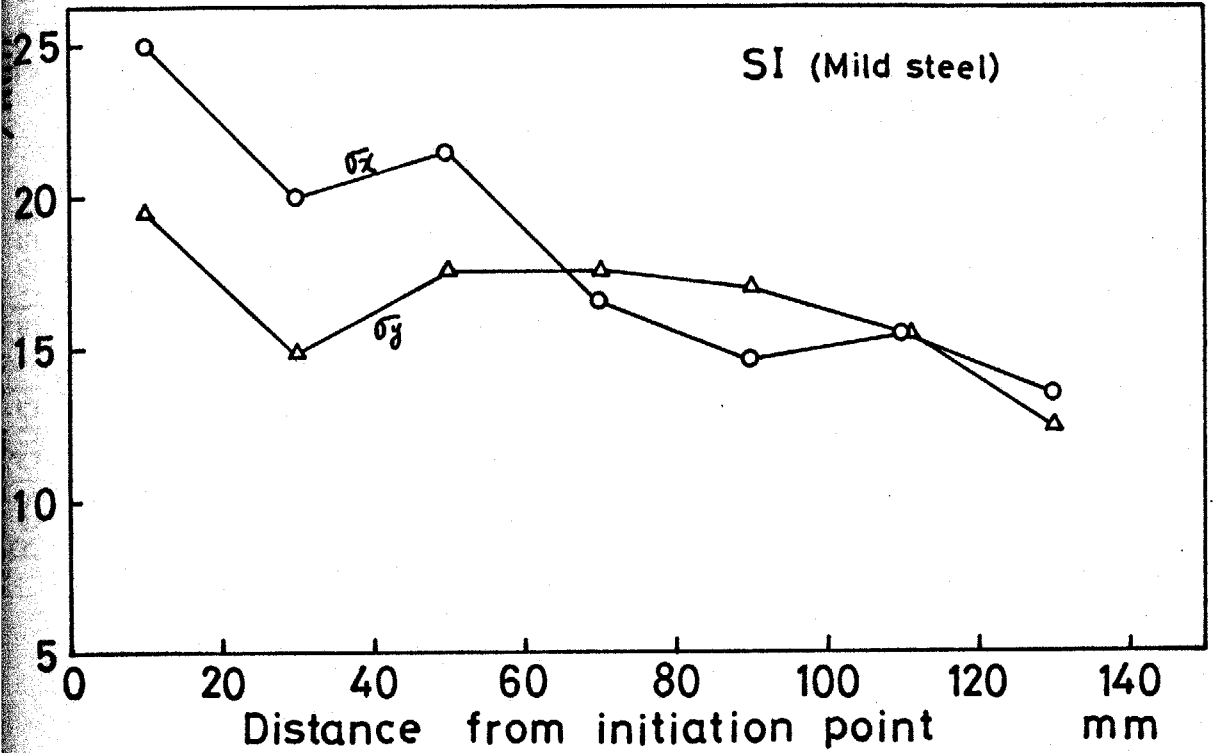


図 7.9 軟鋼-軟鋼クラッドの合せ材表面の残留応力分布
 σ_x ; 残留応力のx方向成分
 σ_y ; 残留応力のy方向成分 以下同じ

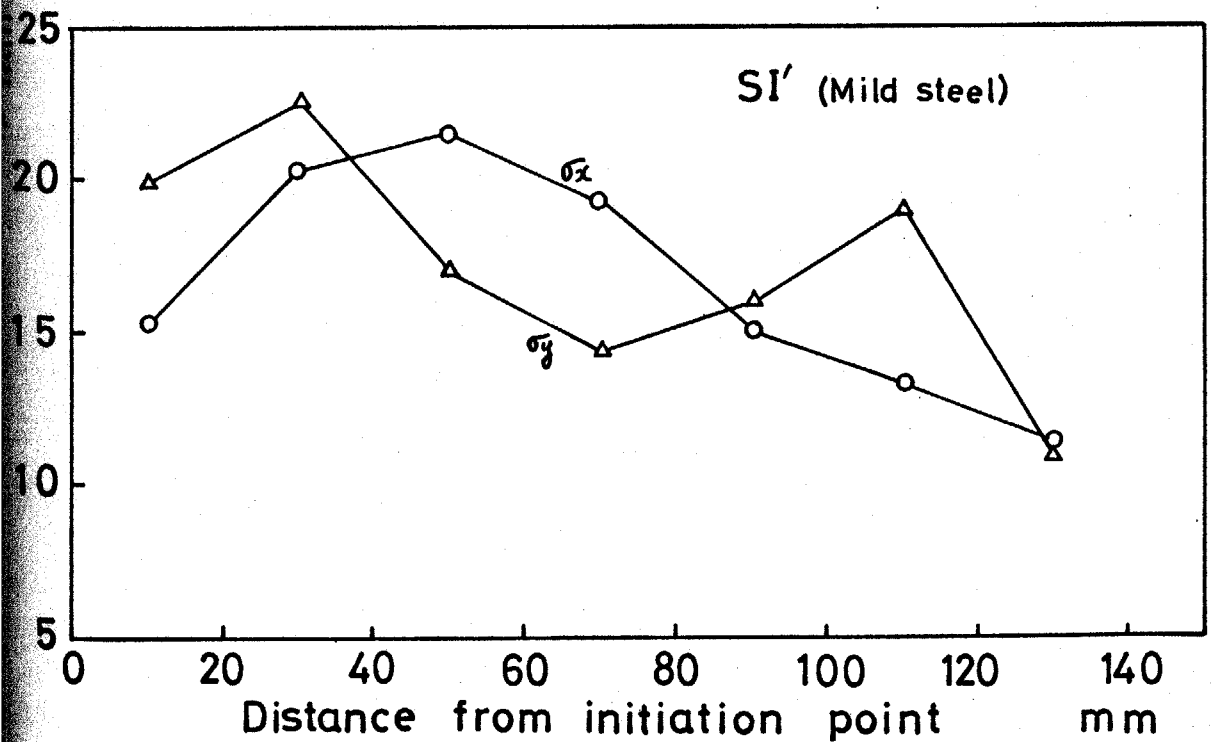


図 7.10 軟鋼-軟鋼クラッドの合せ材表面の残留応力分布

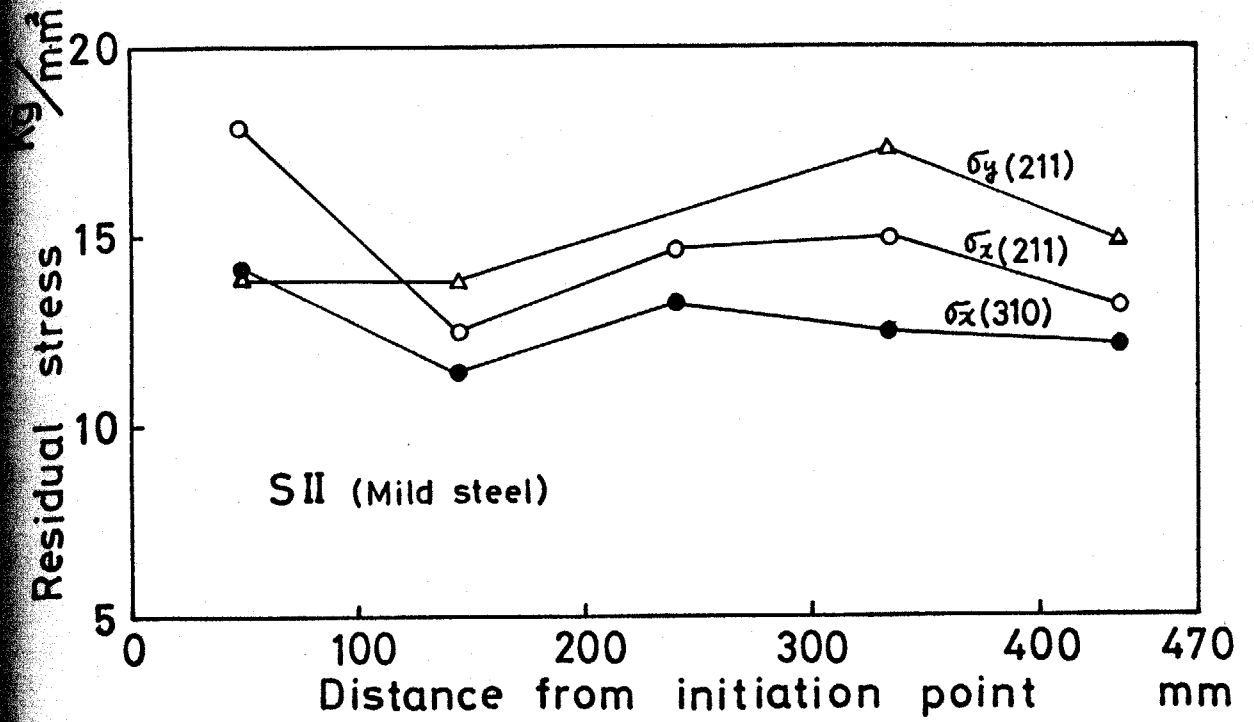


図 7.11 軟鋼-軟鋼クラッドの合せ材表面の残留応力分布

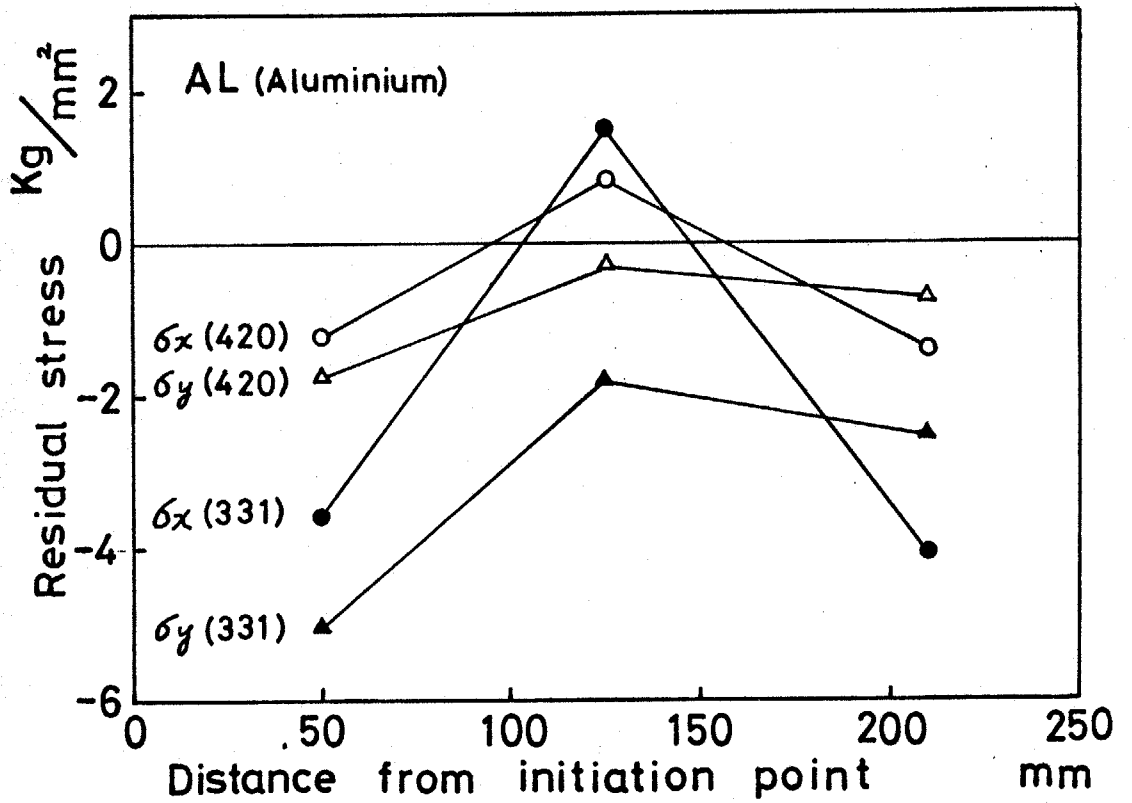


図 7.12 アルミウム-軟鋼クラッドの合せ材表面の残留応力分布

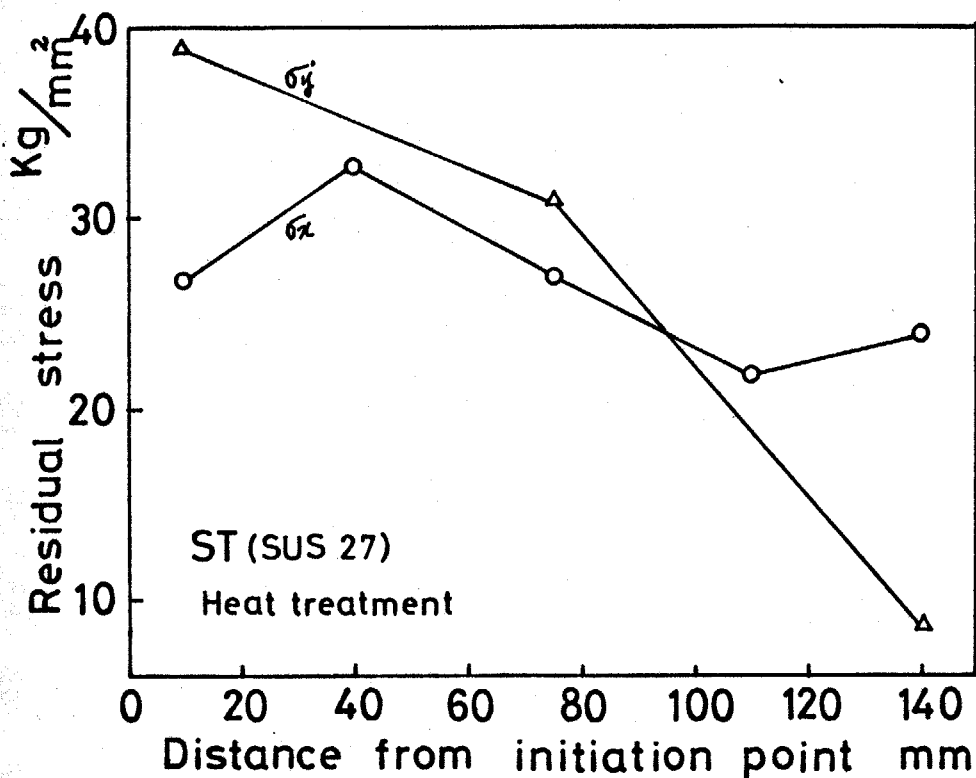


図 7.13 ステンレス鋼-軟鋼クラッドの合せ材表面の
残留応力分布 (ステンレス鋼板は爆接前に
600°C, 30分間熱処理)

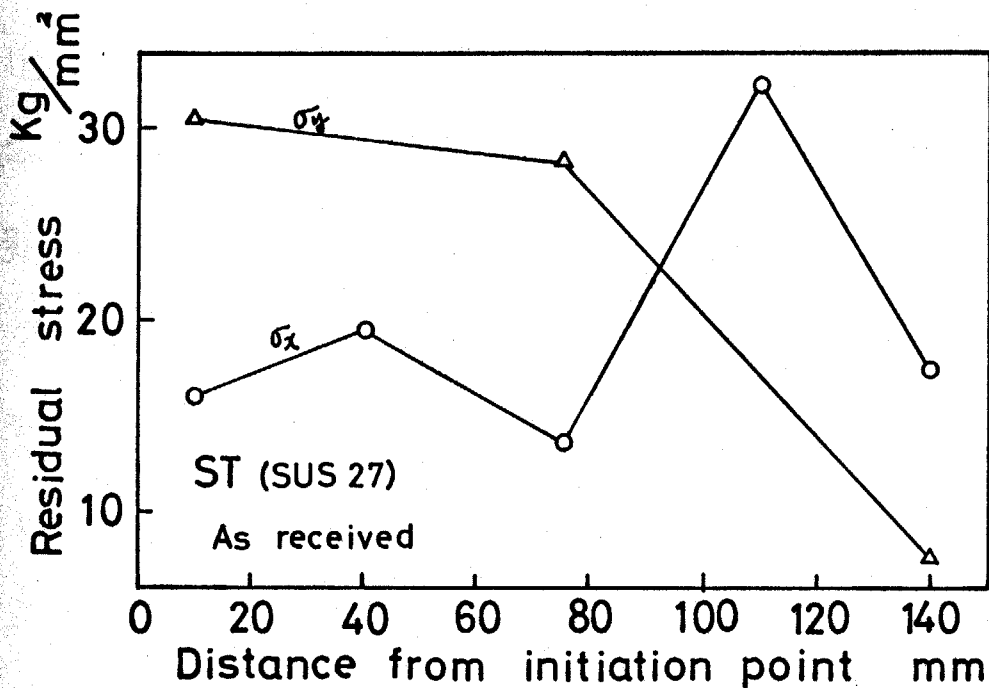


図 7.14 ステンレス鋼-軟鋼クラッドの合せ材表面の
残留応力分布 (熱処理なし)

4.3 クラッド材内部の残留応力

SIとALの合せ材表面から板厚内部方向の残留応力分布を図7.15, 図7.16, 図7.17に示す。

図7.15と図7.16はSIの2点 ($x=90\text{mm}$ および 130mm) の各深さにおける残留応力の x 方向成分および y 方向成分を示したものである。図7.15の中で点線で示した x 値は実線で示したものと異なり、た位置のものである。合せ材表面で $13\sim 17\text{kg/mm}^2$ の引張残留応力が表面から内部にはいると急に減少して、深さ 0.2mm 位のところで圧縮残留応力に変化する。そして深さと共にさらに応力値は大きくなり $15\sim 20\text{kg/mm}^2$ になる。合せ材側で2ヶ所の極大値, 極小値が存在して母材との接合界面近くで最大の圧縮残留応力になる。母材側にはいる圧縮残留応力は急に減少して、界面から 1mm 位の深さで引張残留応力になる。

図7.17のALの場合, アルミニウムの弾性係数が小さいので合せ材側の応力値は小さい。残留応力の分布傾向としては合せ材表面近くで引張から圧縮に変化し、母材側にはいると急に大きい引張残留応力になる。SIの結果と似たところもある。異なった点として圧縮残留応力が最大になる点が合せ材表面に近い。

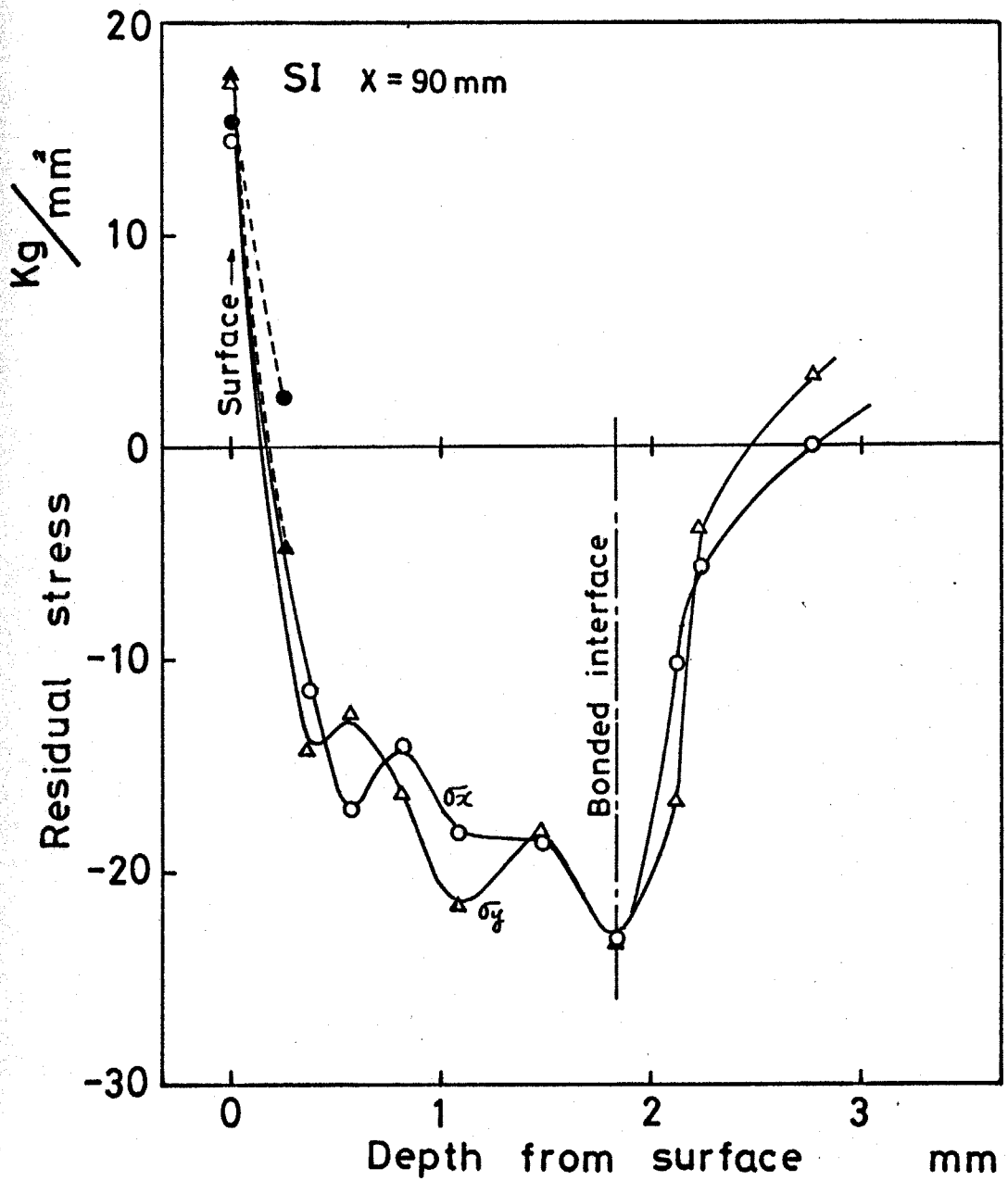


図 7.15 軟鋼-軟鋼ワルドの合せ材表面から各深さにおける残留応力

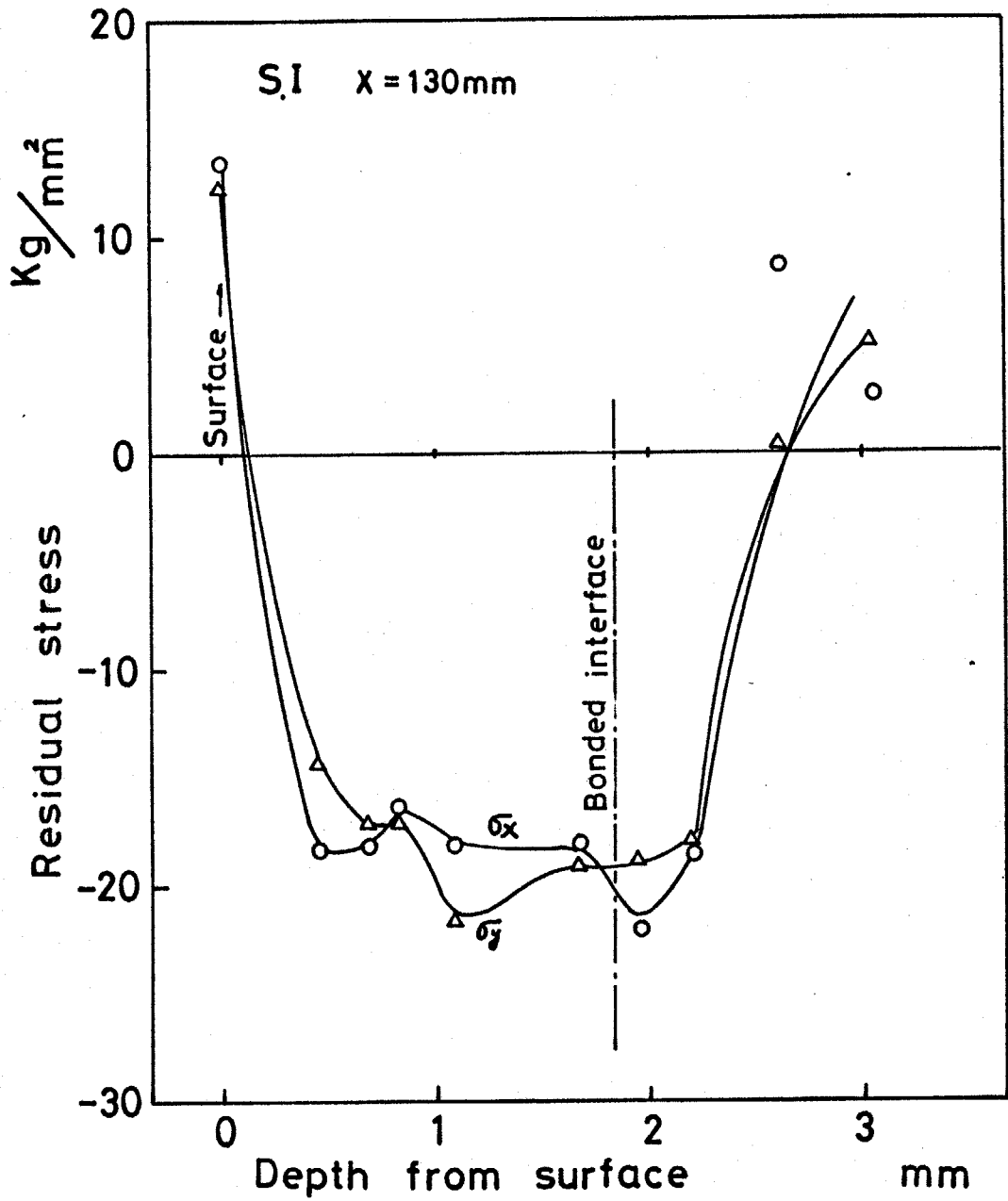


図 7.16 軟鋼-軟鋼クラッドの合せ枚表面から各深さにおける残留応力

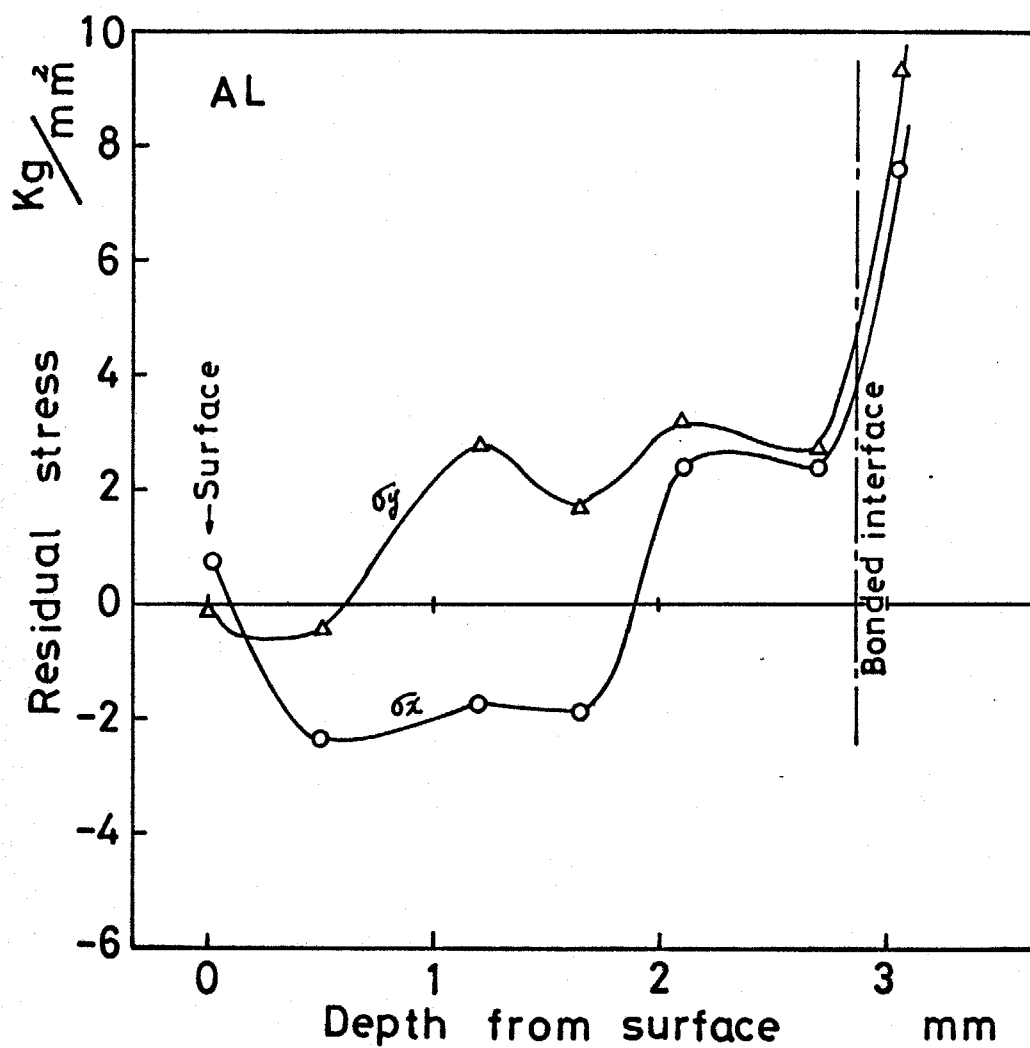


図 7.17 アルミ-ウム-軟鋼クラッドの合せ材表面から各深さに
おける残留応力

応力測定に用いた回折面

アルミ-ウム (420)面

軟 鋼 (211)面

また接合界面附近が引張残留応力になってゐる。などである。

7.5 考 察

以上各クラッドにおける表面や内部の残留応力について測定結果を示したが、次に残留応力の分布状態について考察を試みる。

軟鋼合せ材の表面の伸びをSIとSIIで比較すると、SIは材料全面にわたって端面効果が見られてゐるのに対して、SIIは端面効果を受けた領域が周辺部のみで、大部分はX方向1%位、Y方向はほとんどゼロに近い一様な伸びになつてゐる。SIIよりSIの表面残留応力が 5 kg/mm^2 程度高いのはこのような変形量の違いによると思われ、立川らの測定¹⁾によると軟鋼クラッドの表面残留応力は引張りで、 10 kg/mm^2 前後と本実験で求めた応力値より低くなつてゐる。

ステンレスクラッド鋼のステンレス合せ材の表面残留応力を立川らも測定してゐるが、本実験で得られた $\sim 30 \text{ kg/mm}^2$ の引張残留応力に対し、数 10 kg/mm^2 の圧縮残留応力と報告してゐる⁴⁾。このように全く逆の圧縮残

応力が生ずる場合があるともいえる。

軟鋼合せ板、ステンレス合せ板の場合、表面および厚さ方向（軟鋼のみ）の残留応力の x 方向成分および y 方向成分の分布はよく似ており、応力分布は比較的等方的である。アルミニウム合せ板の場合表面からの深さ0.5mmから2mmの範囲の残留応力の x 方向は圧縮、 y 方向は引張りとし異方性を示す。しかし界面から深さにかけては等方的になっている。立川も爆接クラッドでは残留応力の分布が等方的になっていることを示している。

次に残留応力の発生機構について考察してみる。本稿で軟鋼クラッドの場合、合せ板表面は引張残留応力、接合界面は圧縮残留応力になっている。このような応力分布を生じた原因として次のような塑性変形が考えられる。合せ板は火薬の爆発衝撃を受け、変形するが、その際いくらかの伸びを生じて母材に衝撃接合する。接合界面は第4章の写真4.3に示したように非常に大きい塑性変形を生じ、その変形の程度接合界面に近いほど大きい。一般に金属板を冷間圧延するとき、圧延率が大きいと板の内部の塑性変形量が大きくなり、結果として板厚方向の残留応力は表面で引張、内部で圧

残留応力になっている。¹¹⁾¹²⁾軟鋼合せ板のとき合せ板表は引張残留応力、接合界面付近は圧縮残留応力になっているのは合せ板、母材の塑性変形の状態が「急速な圧延率の大きいときの冷間圧延の状態に似ている」と思われる。

次に接合時に界面が発熱し溶融層が生ずる場合について考えてみる。発熱が大きいと冷却後、接合界面は引張残留応力で、界面がらげられると圧縮残留応力になることが、突合せ溶接継手の残留応力の分布状態¹³⁾が決定できる。このような場合残留応力のx方向、y方向成分は異なり、異方性を示すことが考えられる。

鋼合せ板の場合(写真7.1)接合界面が塑性変形して引張応力がみられるが溶融層はみられない。また残留応力の分布が比較的等方的であることなどから、発熱による残留応力はごく少ないものと考えられる。アルミニウムクラッドの場合(写真7.2)接合界面に合金層が形成されるが、塑性変形はごく少ないようである。残留応力の分布では異方性がみられ、そのx方向成分をみるに接合界面に熱が生じ冷却したあとの残留応力分布に似ている。このような点でアルミニウムクラッドの場合、鋼の発熱による残留応力が大きいように思われる。

以上残留応力の発生機構について考えたが、残留応力の値は研究者によって異なる、たものを探めている。これは爆接条件やほかの因子が残留応力分布に微妙に影響してくるためではないかと思われる。したがって本稿で考えた発生機構が、そのままほかの試料の測定結果について適用できるかは思われな。今後さらに残留応力の測定を進め、接合条件との関連を探めている。参考がある。

6 結 論

発圧接法によって製造した軟鋼-軟鋼クラッド、ミニウ-軟鋼クラッド、ステンレス鋼-軟鋼クラッドの残留応力をX線法によって測定した結果を

合せ板の伸びを測定した結果、クラッド端から60mm位までの範囲は端面効果を受けて数%の伸びを示し、中心部では爆接方向に1%位の伸びで、爆接方向直角方向の伸びはほとんどない。

軟鋼合せ板の表面残留応力はX方向成分、Y方向成分に引張応力を示し、 10 kg/mm^2 から 25 kg/mm^2 の範

ある。その値は衝突開始点の方が少し大きい。アルミニウム合せ枝の表面残留応力は x 方向成分が 1 kg/mm^2 の引張、 y 方向成分が $1 \sim 2 \text{ kg/mm}^2$ の圧縮応力値を示す。ステンレス鋼合せ枝の表面残留応力は 10 kg/mm^2 から 40 の引張残留応力を示す。

軟鋼合せ枝の残留応力の x 方向成分、 y 方向成分合せ枝表面から 0.2 mm 位のところで引張から圧縮になる。そして接合界面にわたって 20 kg/mm^2 の応力値を示す。界面から母枝側 0.5 mm 位のところで引張残留に変わる。残留応力の x 方向成分、 y 方向成分共にその深さでもほとんど同じ値を示すことから残留は比較的等方的とみられる。

アルミニウム合せ枝の場合、残留応力の x 方向成分表面から少し内部に付くと圧縮応力に変化し、 1 mm 位前で引張応力に変化していく。 y 方向成分表面付近で圧縮応力であるが、表面から 0.5 mm 位のところで引張に変化する。 x 方向、 y 方向成分共に母枝側では引張応力である。残留応力は軟鋼に異方性を示している。

残留応力の発生機構は概略次のように考えられる。合せ枝の場合接合界面附近の塑性変形量が大きい

とから、圧延率の大きい冷間圧延の際の残留応力
生状態に似ていると考えられる。アルミニウム合
の場合には接合界面の発熱の影響により、発生した
応力が支配的と思われる。

第7章の文献

立川, "爆接軟鋼フラットの残留応力" 溶接学会誌 Vol.39(1970)
No.9 p.61

R. Pruemmer. "Metallurgical and Residual Stress Investigations of Explosively Welded Specimens." 12th Interat. Machine Tool Design and Research Conference., Sept. 1971, Manchester, England

河村, 渡辺, "ABP爆接フラット鋼の表面および板厚内部の残留応力" マテリアル No.8(1970) p.22

I. Tatsukawa and I. Oda, "Residual Stress Measurements on Explosive Stainless Clad Steel" Trans. Japan Weld. Soc., Vol.2(1971) p.27

石井, 機械学会誌 Vol.16(1950) p.15

本山, 樽井, 振次, 加藤, "X線残留応力測定に及ぼす試料表面の影響" 材料 Vol.18(1963) p.889

日本材料学会編 "X線応力測定法" 養賢堂 1969

平, 吉岡, "X線による残留応力分布測定法について" 材料 Vol.11(1962) p.675

R.A.Kelsey, "Measuring Nonuniform Residual Stresses by the Hole Drilling Method." S.E.S.A. Proc. Vol.14 p.181

渡辺, 何井, "ステンレス鋼の溶接" 日刊工業新聞社 1971

日本熱処理技術協会 びすみ研究部会 "残留応力" 共立出版 1963

神崎, 籠田, 北川, "冷圧延鋼板の調質圧延調質度と鋼板表面の残留応力の関係および板厚方向の応力分布" 材料 Vol.13(1964) p.16

第8章 爆接ステンレスクラッド鋼の 機械的性質について

8.1 まえがき

クラッド鋼は石油化学工業を始めとして広い工業分
で使用されるようになってきた。そして鏡板の成形
に過酷な加工、高温高压下での十分な耐食性、さら
に十分な強度を有する溶接性などが必要とされている。
クラッド鋼がこのような使用条件に耐え得るかどうか
についてはいままでも研究も少なく、また使用実績
もないため一抹の不安が持たれているようである。
ここではクラッド鋼の機械的性質の研究の一環として
が行なっている実験の概略を述べる。

実験のその1としてオーステナイト系ステンレスク
ラッド鋼を熱処理して、各性質への影響を調べた。爆
接ステンレスクラッド鋼の熱処理の研究は最近脱炭層
硬度分布などについて少し報告^{1,2)}されているが、せ
ん強さなど機械的性質との関連についての報告はほ
どないので、ここでは脱炭層幅や硬度分布の測定
が、せん強さへの影響も調べてみた。

実験のその2として高温高压水素によるステンレス

クラッド鋼の耐水素性を調べた。一般に炭素鋼や合金鋼が高温高压水素中で用いられると、鋼中に侵入した水素が炭素と結びつきメタン (CH_4) になり、粒界や欠陥に集中して圧力が高くなり、ついには粒界割れなどを生ずるようになる。この現象は水素アタックとして知られている³⁾⁵⁾。この耐水素性をクラッド鋼について調べた。従来水素アタック試験としては試験片全体をオートクレーブ等に入れて水素を加圧する方法が用いられるが、クラッド鋼はその使用状態から水素が合せ材のみから侵入することが多いと思われるので、本試験では水素を合せ材のステンレス鋼側に加圧する方法をとった。そして接合部の金属組織や割れ、せん断強さなどを調べた⁶⁾。

2 熱処理によるクラッド鋼の接合界面の炭素移動とせん断強さの変化

2.1 供試材料

本接ステンレスクラッド鋼を主として使用し、比較試験材として圧延ステンレスクラッド鋼を使用し、その組合せは次の通りである。

(1) SUS33 + SB42 爆接クラッド (厚さ 3 + 22 mm)

- i) SUS28+SS41 爆接クラッド (厚さ 3 + 12 mm)
- ii) SUS28+SS41 爆接クラッド, 爆接前に両側面に 20 μ のニッケルメッキを行なった。(厚さ 3 + 12 mm)
- iii) SUS28+SS41 爆接クラッド, 爆接前に両側面に 20 μ の銅メッキを行なった。(厚さ 3 + 12 mm)
- iv) SUS33+SB42 圧延クラッド, 接合界面に数 μ のニッケルの粗が存在。(厚さ 3 + 20 mm)
- 用いた材料のうち SUS28 を除いた各素材の化学成分表 8.1 に示した。

2 実験方法

クラッド鋼から i), v) のクラッド鋼は 33 x 78 mm に, ii), iv) は 30 x 68 mm の大きさに切断し, 電気炉を使って熱処理を行なった。加熱温度; 600°C, 750°C, 900°C, 時間; 1 時間, 5 時間, 20 時間, 100 時間 (600°C), iii), iv) のクラッド鋼は試料数が少なかったため, ii) の熱処理条件で行なった。加熱保持時間終了後は取り出し空冷を行なった。また加熱に 1 時間程度するので, 加熱時間が短い場合はこの時間も考慮が必要があるかもしれない。

素材の接合界面附近の脱炭層幅の測定は試料を熱処

表8.1 表7.7の化学成分

	Materials	Chemical compositions										%		
		C	Si	Mn	P	S	Mo	Ni	Cr					
Explosive clad	SUS33	0.019	0.64	1.44	0.021	0.009	2.33	13.41	17.28					
	SB42	0.16	0.24	0.65	0.012	0.005	—	—	—					
Roll clad	SUS33	0.019	0.62	1.68	0.029	0.013	2.45	12.5	16.5					
	SB42	0.13	0.24	0.67	0.010	0.012	—	—	—					
Explosive clad	SS41	0.173	tr.	0.90	—	—	—	—	—					

、切断し研磨してナイタールでエッチングし顕微鏡で測定した。測定は数ヶ所を行ない、その平均値を脱炭層幅とした。

硬度測定は脱炭層幅測定を試料を用いてマイクロビース硬度計によって行なった。

せん断強さ試験は図8.1に示す形状に試料を機械加工して、図8.2に示す方法によって行なった。図8.1のせん断試験片に合せ枚を2ヶ所残したのと同試料のせん断強さの値が測定できるためである。合せ枚は図8.1に示した2ヶ所を残してあとは切削して行なうが、爆接クラッドは接合界面が波状を呈しているため、切削範囲は合せ枚が残らない程度、接合界面の波状のところに注意した。

3 脱炭層の深さ測定と硬度測定の結果

写真8.1に SUS33+SB42 爆接クラッドの 600°C 、20時間加熱後の接合界面の母材側の組織を示す。写真8.2は同じクラッドの 750°C 、20時間加熱後の組織を示す。 600°C の場合(写真8.1)接合界面附近の母材は、ほとんど脱炭していることが認められる。 750°C になると(写真8.2)脱炭層幅は広くなり 1mm 程度になる。

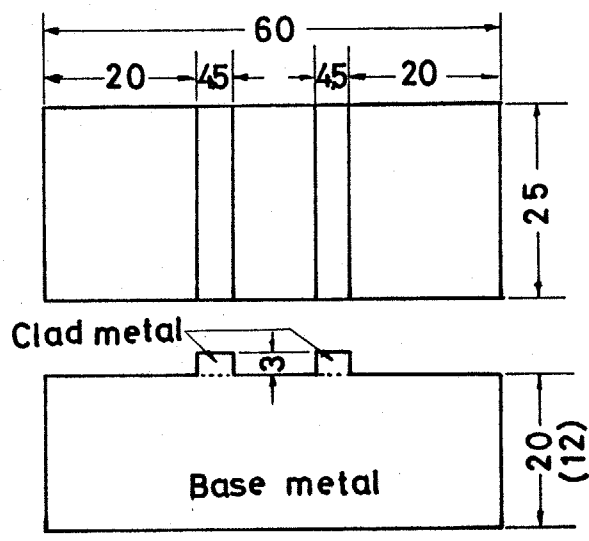


図8.1 せん断試験片の形状

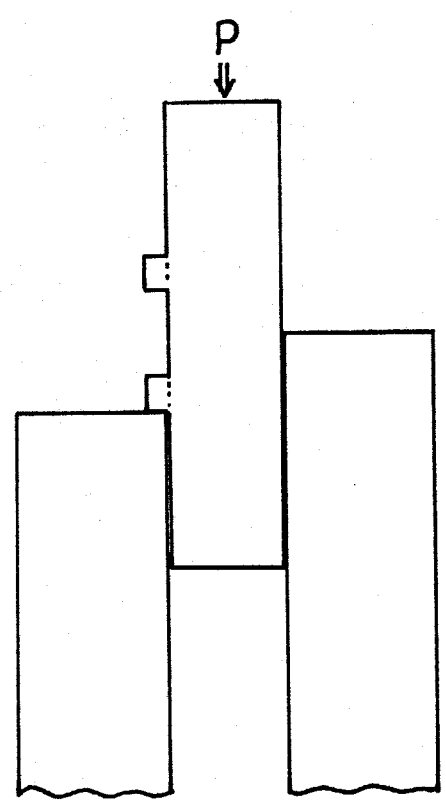


図8.2 せん断試験方法

爆接によつて塑性流動した接合界面附近の結晶粒は加熱によつて再結晶化している。600°Cの場合再結晶粒はかなり小さいが、750°Cになると粗大化していることが認められる。

写真8.1, 写真8.2に示したようにステンレス鋼を鋼に直接接合した爆接クラッドでは母材側から合せ面にかなり炭素移動が生じている。しかし同じ爆接クラッドでも界面にニッケルメッキした試料では母材側だけでなく脱炭を生じているだけ、また銅メッキした試料では全く脱炭を生じていないことが認められた。

爆接クラッド鋼では600°Cの場合100時間加熱した場合でも数10μしか脱炭を生じていない。圧延クラッド鋼の表面に数μの薄いニッケル層が存在するためと考えられる。このように界面にニッケル層や銅層が存在することは母材の脱炭をかなり阻止することになった。しかし圧延クラッド鋼の場合750°Cになるとニッケルを透過して炭素移動が生じ始め、20時間加熱では爆接クラッドに匹敵する0.5mm程度の脱炭幅となっている。以上爆接クラッド鋼の母材の脱炭層の幅と加熱温度、加熱時間の関係について整理してみる。本実験によつて脱炭層の幅は加熱温度が高くなるとしたがい900°C

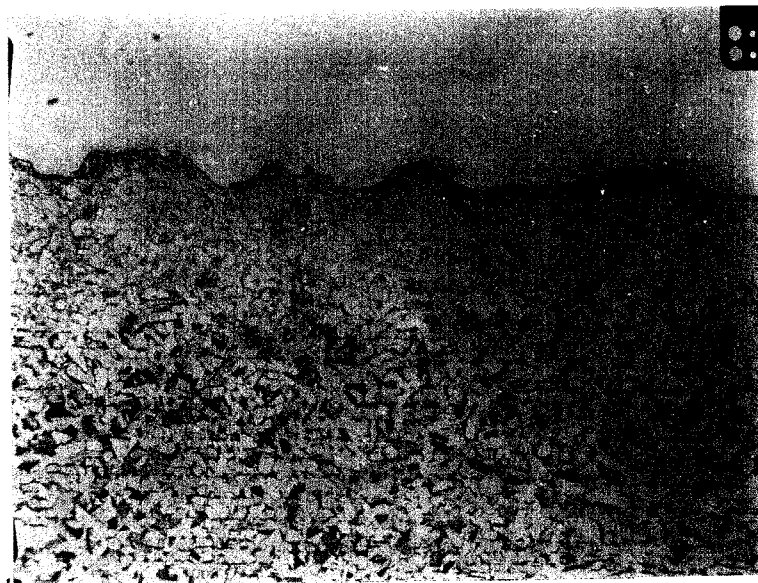


写真 8.1 ステンレス7ラッド鋼の600°C, 20時間加熱後の組織

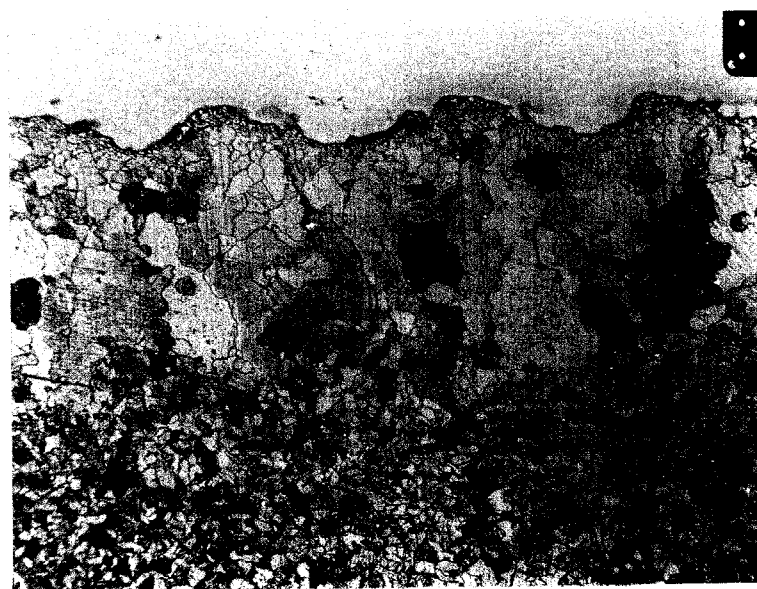


写真 8.2 ステンレス7ラッド鋼の750°C, 20時間加熱後の組織

ると脱炭層幅は狭くなる), また加熱時間が長くなる
 広くなることがわかった。これらの間の関係は村
 が研究しており, 彼らの用いたパラメータによ
 り表わすことができる。村上らは脱炭層幅を次のようなパラメ
 ター P_1 によって整理している。

$$P_1 = -\frac{K}{T} + \log t \quad (8.1)$$

ここで K は材料の組合せによって決まる定数で村上ら
 はオーステナイト系ステンレス鋼と軟鋼の組合せの場合
 2.2×10^4 ($^{\circ}R$) と求めている。 T は加熱温度 ($^{\circ}R$), t
 は加熱時間 (hr.) である。

実験で得られた母材の脱炭層幅と P_1 の関係を図に
 と図 8.3 のようになり, 少しばらついてゐるがほ
 ぼ線関係を示す。この測定点のばらつきは波状界面
 が母材が一律に脱炭してゐないことにもよる。図
 を村上らの求めた脱炭層幅と比較してみると, 同
 じ P_1 の値に対して筆者の求めた脱炭層幅の方が少し小
 さいでゐるが, これは村上らの測定が母材の波の山
 から分岐の距離を測定してゐることによると思われ

接クラッド鋼で $900^{\circ}C$ に加熱した試料では $750^{\circ}C$

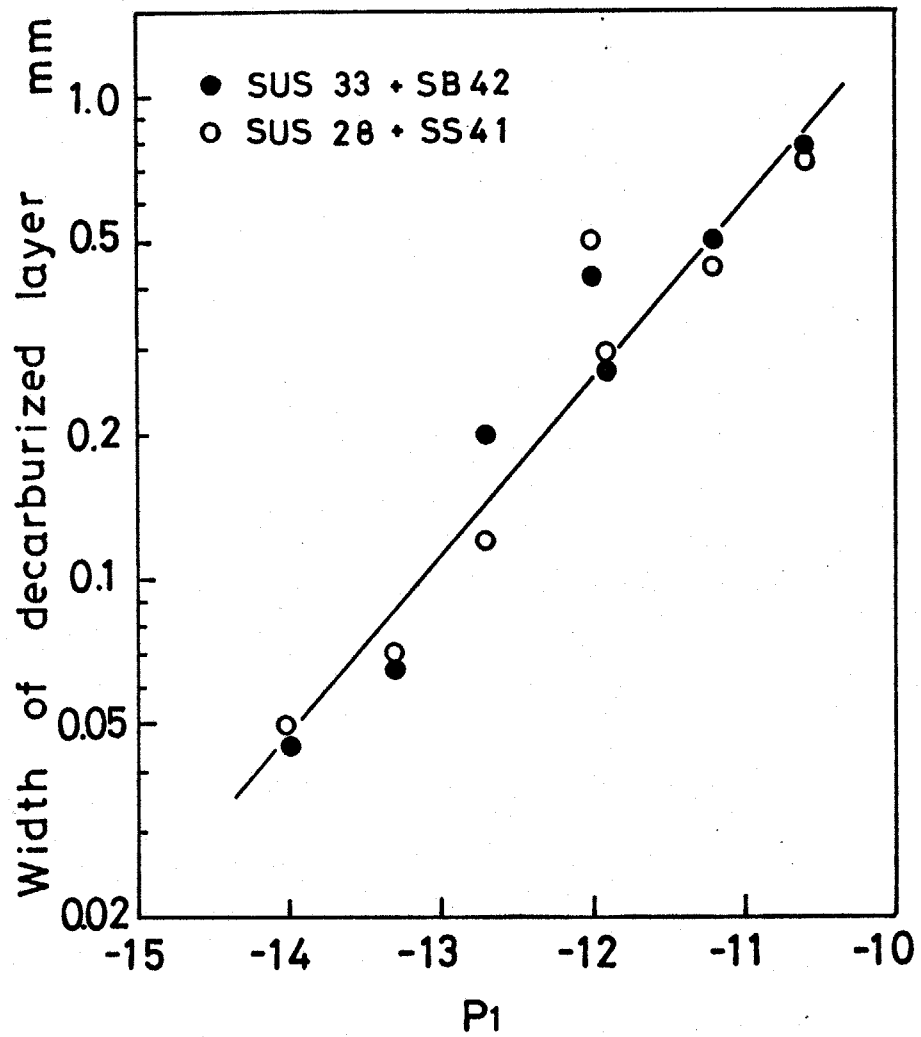


図 8.3 母材の脱炭層幅と P_1 の関係

$$P_1 = -K/T + \log t$$

場合に比較して脱炭層幅が減少していることがみられた。20時間加熱した場合でも0.2mm以下であり、これは母材がオーステナイト相になりフェライト相と比較して炭素の固溶度が大きいので、ステンレス鋼は炭素が拡散しにくくなると考えられる。

次に微小硬度測定の結果を示す。図8.4にSUS33+SB42爆接クラッド鋼、図8.5にSUS33+SB42圧延クラッド鋼の接合界面から合せ材側、母材側への硬度の変化を示す。熱処理なしの場合、各温度に加熱した場合について示した。また図8.6、図8.7にSUS33+SB42爆接クラッド鋼の600°C、750°Cの場合の加熱時間による硬度変化を示す。

爆接クラッド鋼の母材の軟鋼は加熱温度が高くなるほど硬度はかなり低下してくる。これは硬化の原因になっている爆接時に生じた転位などの格子欠陥が加熱による回復および再結晶によって消失したためと考えられる。接合界面に接した領域は硬度がとくに低くなるが、これは写真8.1、写真8.2に示したように脱炭層の領域で、750°Cの硬度のとくに低い領域は脱炭層の幅は一致する。合せ材のステンレス鋼は爆接によって全体に加工硬化を受けており、接合界面附近の硬

は非常に高くなっている。熱処理した場合 750°C で軟化しているが、 600°C では逆に硬度が上昇しているのが認められる。この硬度の上昇は母材側から析出した炭素によってクロム炭化物が生成されたためと考えられる。 600°C 加熱の場合、合せ材、母材共加熱時間を長くしても硬度の減少はほとんどみられな。 50°C 5時間加熱の場合、1時間加熱に比較して合せ材が少し軟化しているが、20時間加熱してもこれ以上化しない。 900°C になると合せ材もかなり軟化している。これはステンレス鋼の再結晶しはじめたためではないかと考えられる。

図8.5の圧延クラッドの場合、加熱温度が上昇する硬度も全体にいくらか高くなっている。これは入取態で母材、合せ材共に硬度が低いいため、加熱、空冷によって逆に硬化したと考えられる。しかし爆接クラッドに比較して全体に硬度変化は小さい。

2.4 せん断強さ試験結果

図8.8に爆接クラッド鋼と圧延クラッド鋼のせん断強さと加熱温度の関係を示す。加熱時間5時間と20時間の場合を示した。また爆接クラッドで界面にニッケ

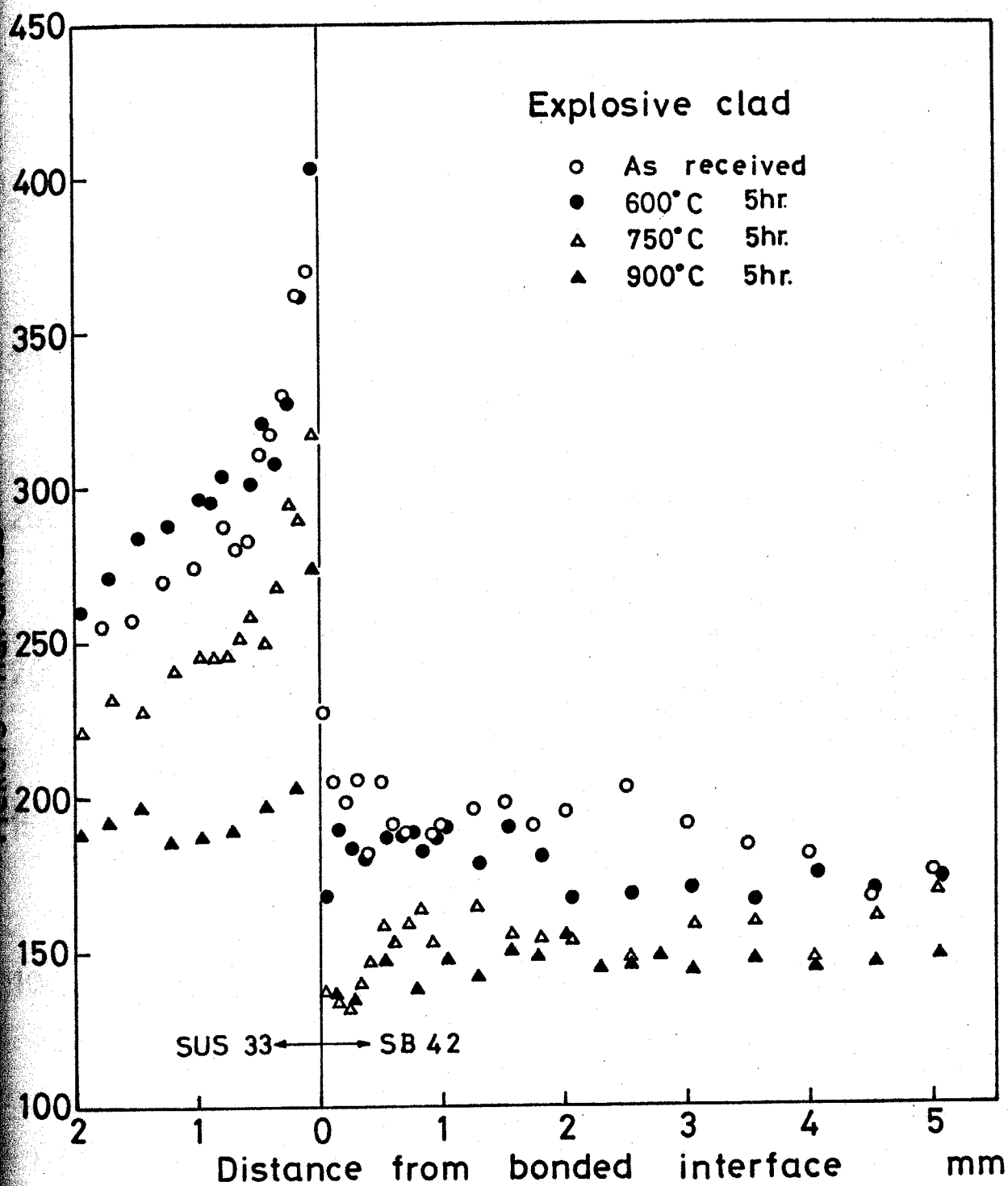


図 8.4 SUS33+SB42 爆接クラッドの加熱温度と
硬度分布の関係

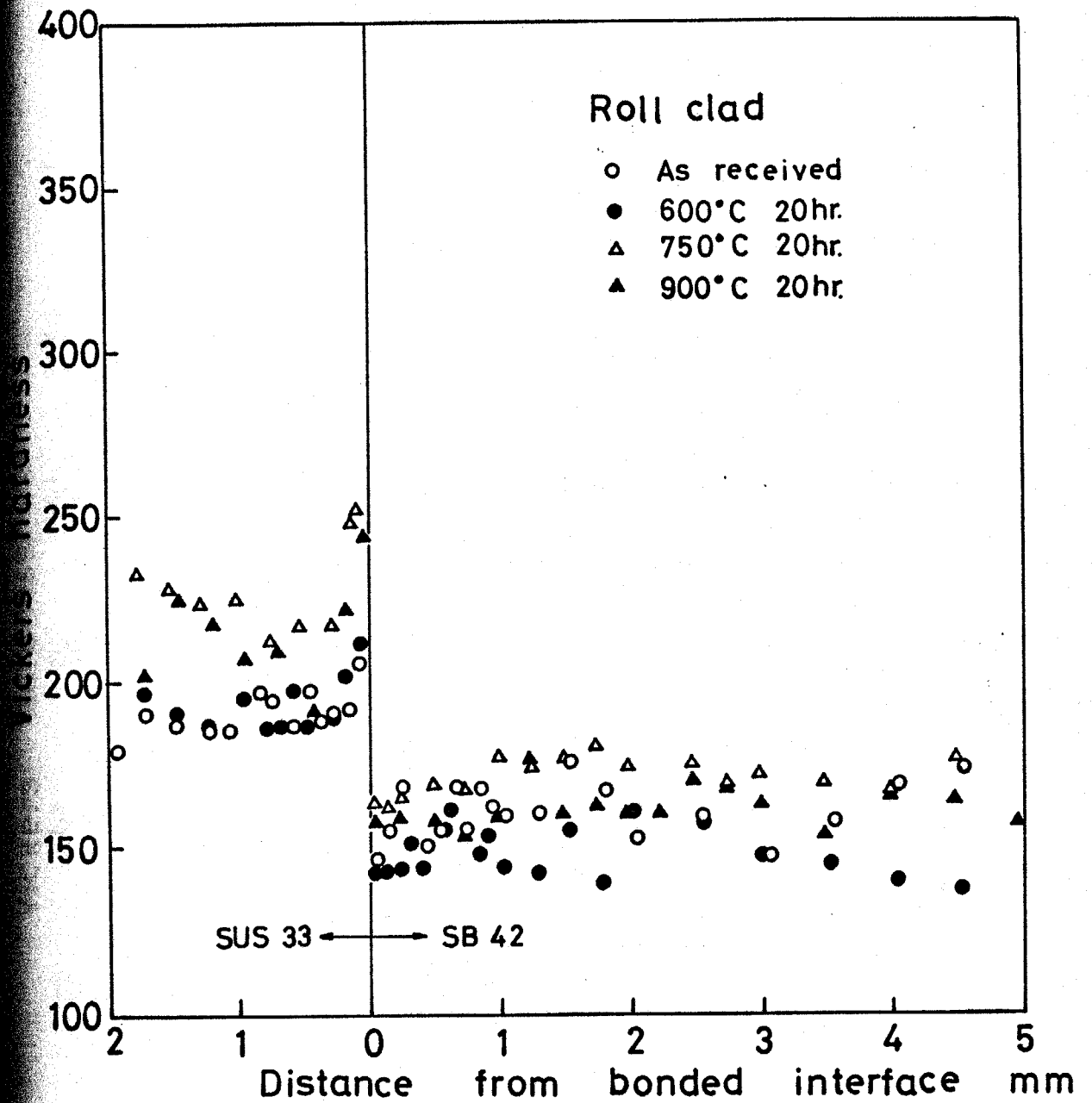


図 8.5 SUS33+SB42圧延クラッドの加熱温度と
硬度分布の関係

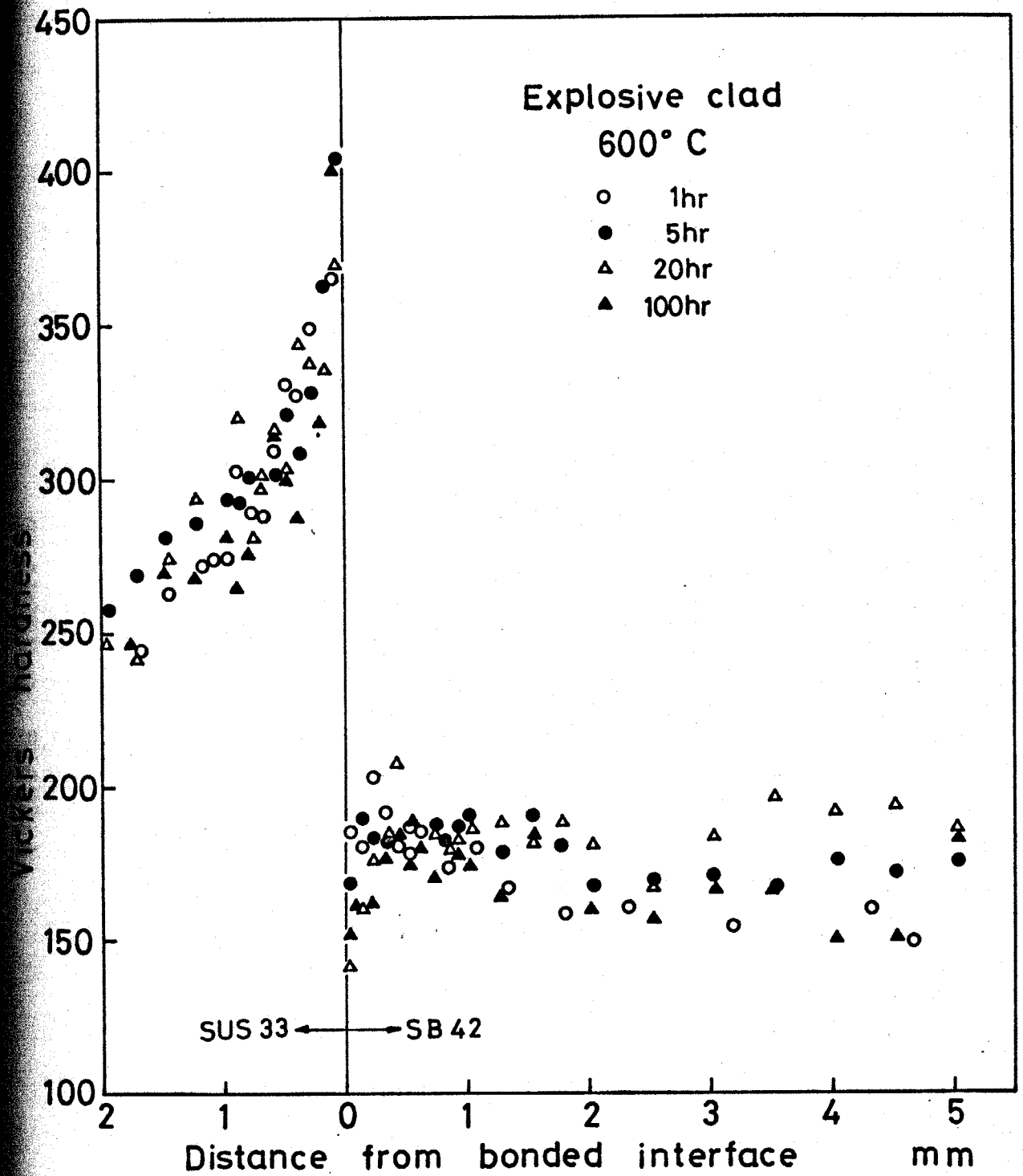


図 8.6 SUS33+SB42爆接クラッドの600°C熱処理時の加熱時間と硬度分布の関係

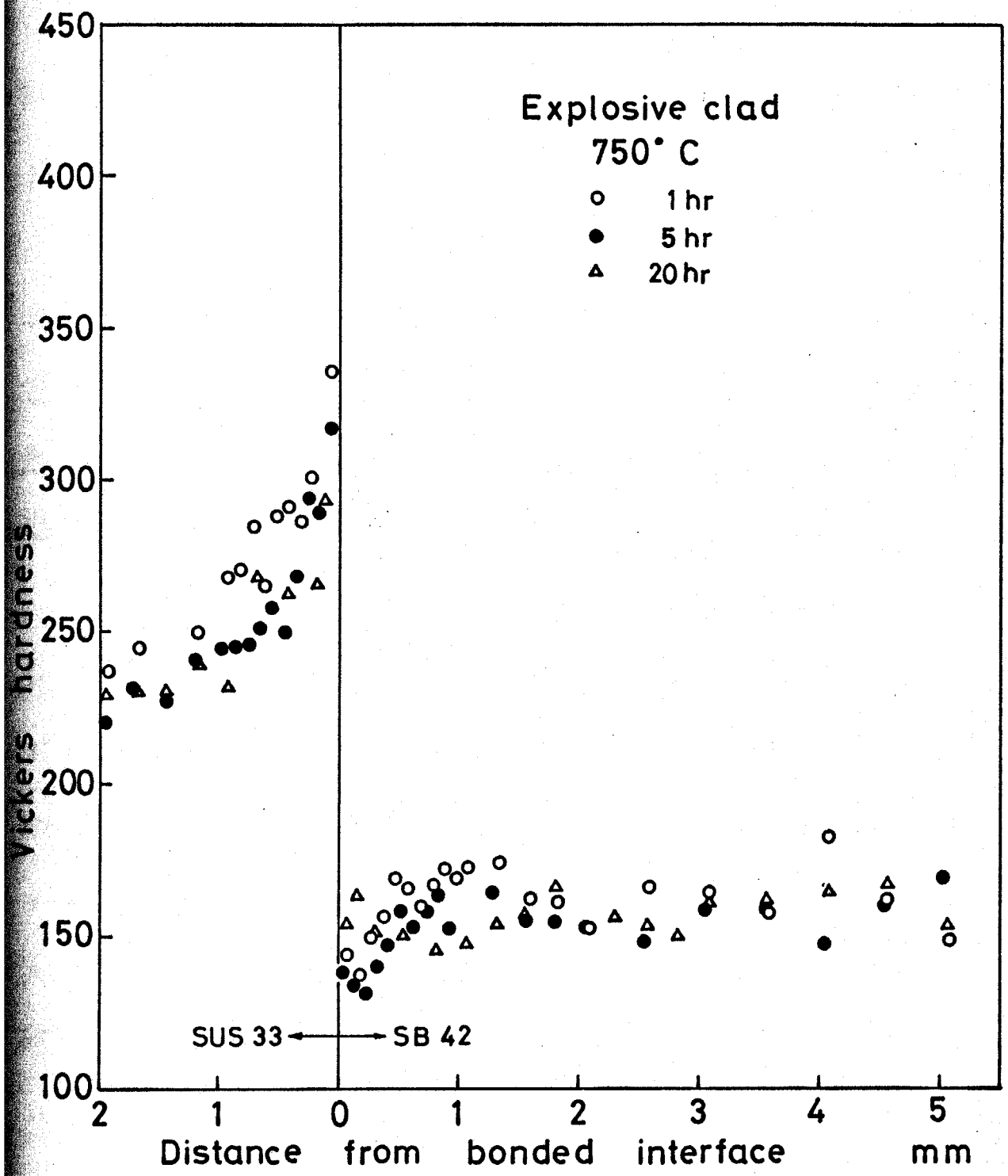


図 8.7 SUS33+SB42 爆接ワラッドの 750°C 熱処理時の加熱時間と硬度分布の関係

メッキした場合、銅メッキした場合も示した。図8.9には爆接クラッド鋼、図8.10には圧延クラッドの熱時間との関係を示した。図8.8によると爆接クラッドでは加熱温度が高くなるとせん断強さは一様に低下している。しかし圧延クラッドではほとんど変化せず、逆に上昇している。加熱温度によるせん断強さの違いは接合界面での硬度的変化に対応しているよう思われる。爆接クラッドの場合界面付近の母材は加熱温度の上昇と共に軟化したため、せん断強さも低下したと考えられる。圧延クラッドでは逆に硬度がやや上昇気味にあつたが、そのためせん断強さも低下はしなかったと思われる。

加熱時間の影響をみると600°CのSUS28+SS41爆接クラッドを除くと、せん断強さは加熱時間にほとんど影響を受けていない。図8.6、図8.7に示したように母材側硬度は加熱時間が長くなつてもそれほど低下していないのでせん断強さも低下しなかったものと思われる。

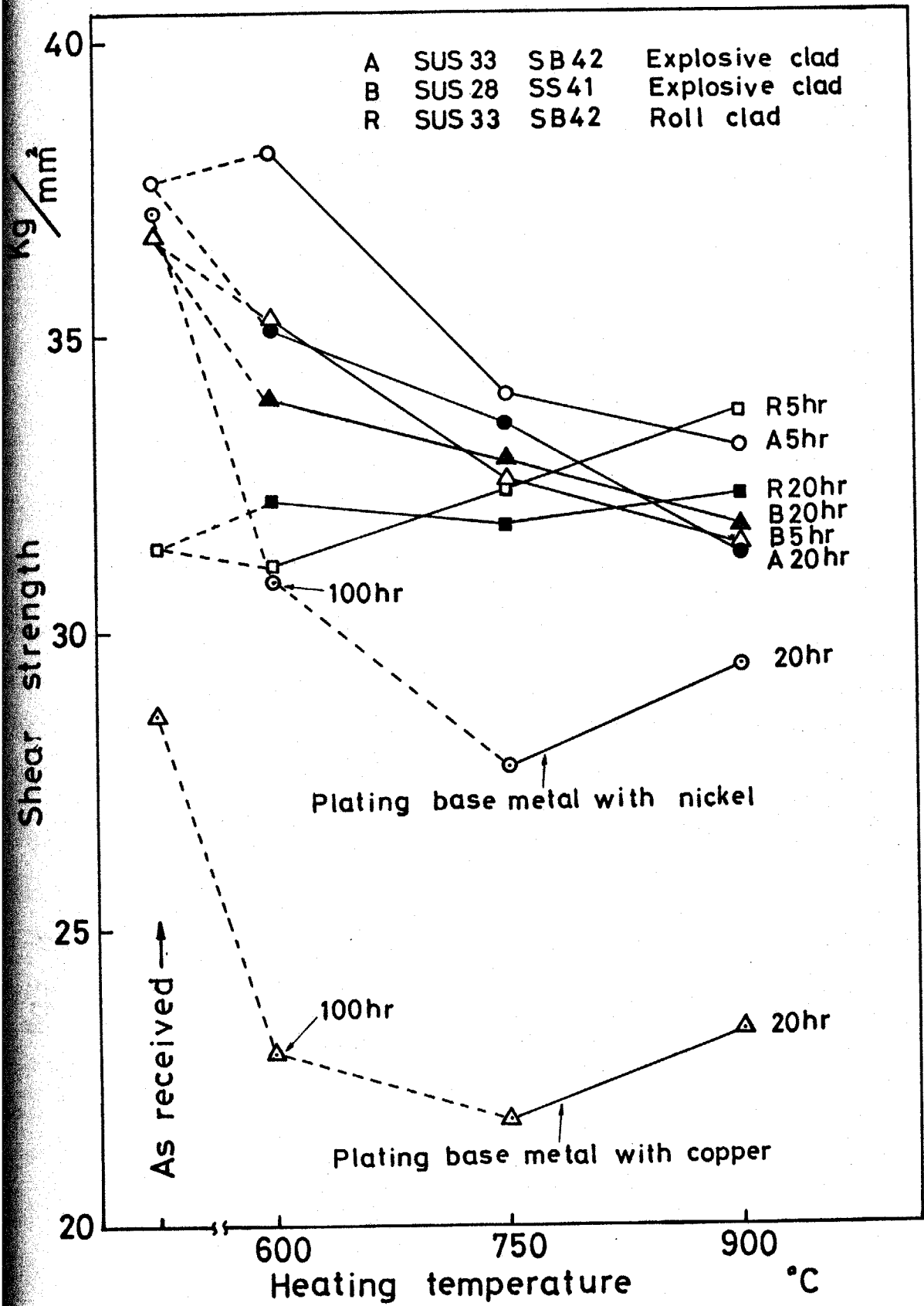


図 8.8 各クラッドの加熱温度とせん断強さの関係

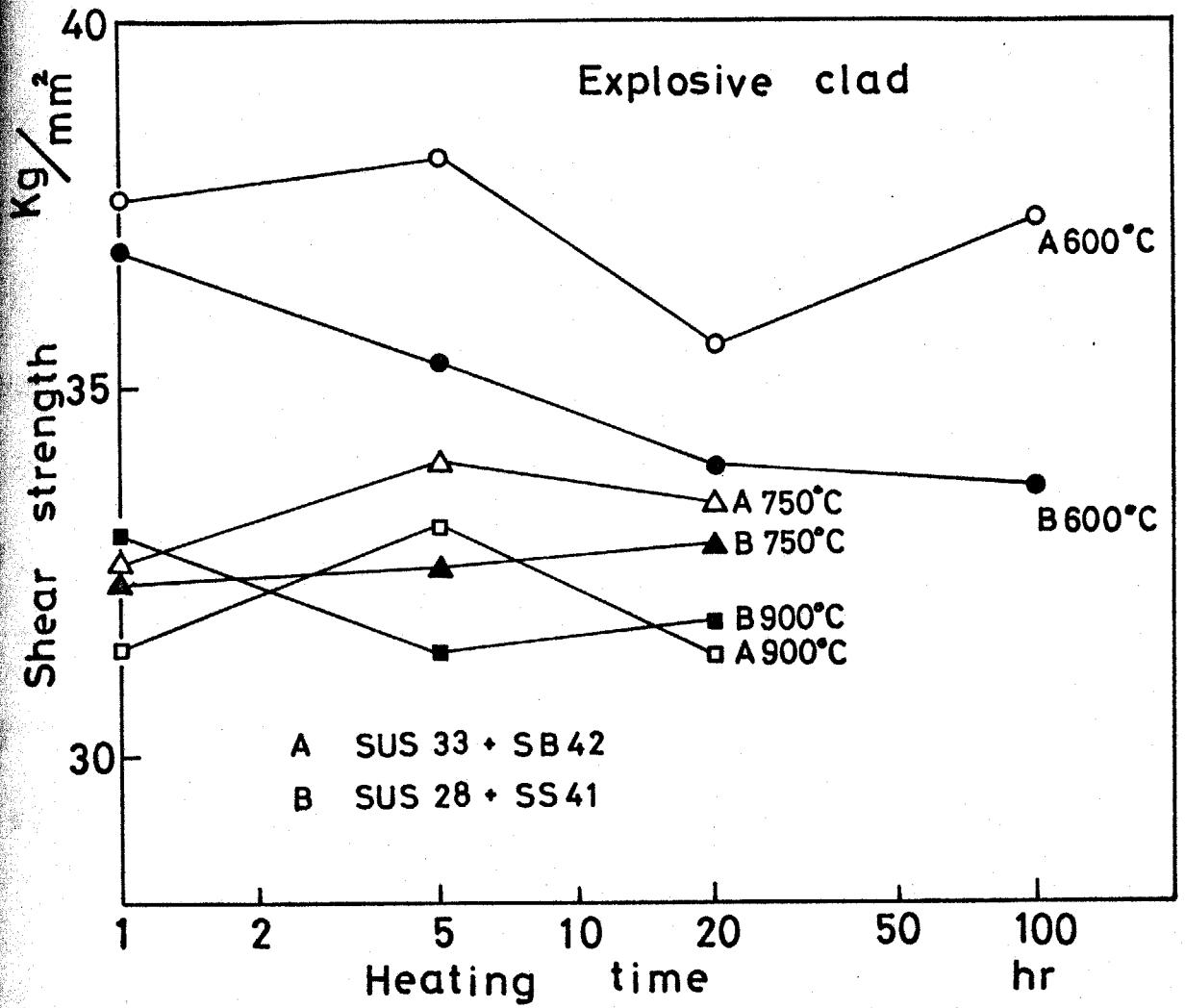


図 8.9 爆接クラッドの加熱時間とせん断強さの関係

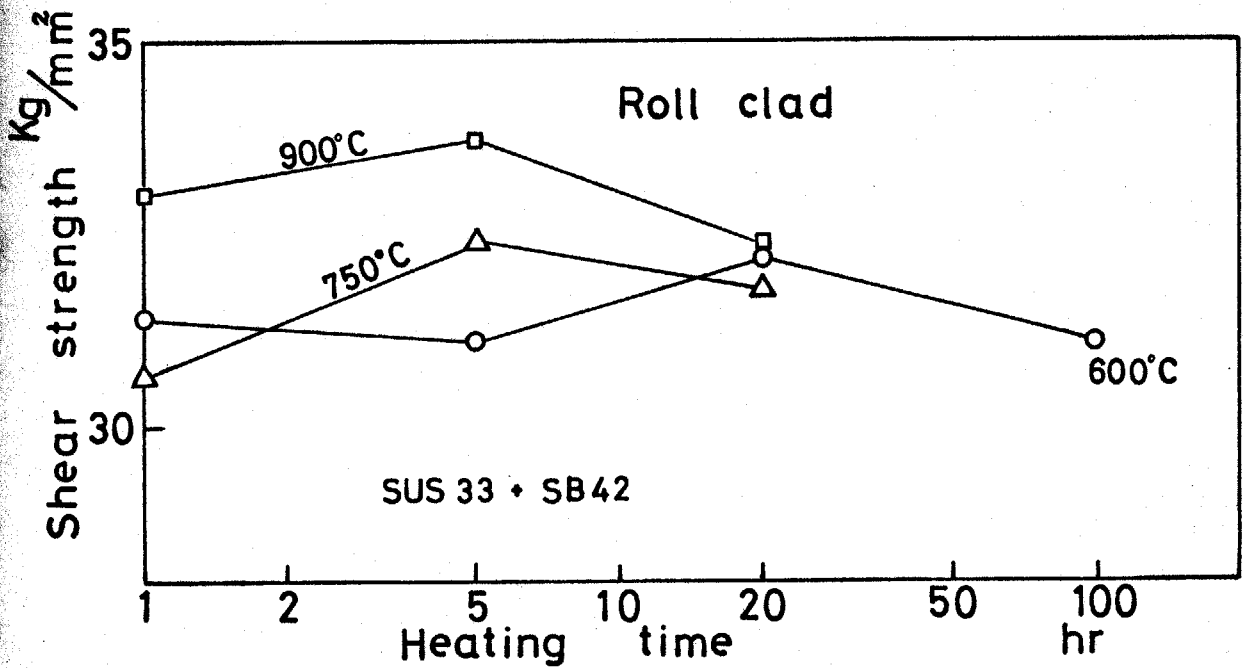


図 8.10 圧延クラッドの加熱時間とせん断強さの関係

8.3 爆接ステンレスクラッド鋼の耐水素性について

8.3.1 供試材料

使用した爆接クラッド鋼は次の5種類である。i) SUS28+SB42 クラッド (板厚 3+23^{mm})、ii) SUS28+SB42 クラッド (7+23^{mm})、iii) SUS38+SB42 クラッド (3+23^{mm})、iv) SUS28+SS41 クラッド (3+20^{mm})、v) SUS28+A387D クラッド (3+25^{mm})、vi) SUS38+A387D クラッド (3+25^{mm}) である。これらの合せ板、母材の化学成分と機械的性質を表8.2に示す。

8.3.2 実験方法

図8.11に試料への水素の加圧方法を示す。試料の寸法は $60 \times 60 \times t$ ^{mm} で、クラッド鋼の合せ板側を内側に、周辺をステンレス溶接棒で溶接し内部の水素がもたないようにする。そしてこの試料を電気炉に入れ加圧する。試料が所定の温度に達したとき、図8.11に示した試料の内側に水素を入れて、所定の圧力まであげ、一定時間加熱したのち水素圧を下げ、試料を空冷する。各試料についての加熱温度、加熱時間、水素圧などの実験条件を表8.3に示す。

試料の水素加圧、熱処理が終了した後、クラッド鋼の

表 8.2 各フレードの化学成分と機械的性質

Materials	Plate thickness mm	Chemical compositions										Mechanical properties			
		C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Mo	Al	%	Y.P. *	T.S.*	El. %	
SUS28	3	0.018	0.70	1.51	0.027	0.007	10.68	18.57	—	—	—	—	55.1	55.0	
SUS28	7	0.017	0.71	1.01	0.023	0.010	10.04	18.68	—	—	—	—	63.0	61.0	
SUS38	3	0.05	0.48	0.48	0.012	0.010	0.15	12.92	—	—	0.19	32.6	47.0	27.6	
SB42	23	0.21	0.24	0.70	0.020	0.014	—	—	—	—	—	29.0	49.0	32.0	
SS41	20	0.13	0.03	0.95	0.012	0.021	—	—	—	—	—	28.0	43.0	28.0	
A387D	25	0.15	0.30	0.60	0.035	0.035	—	2.30	1.10	—	—	56.9	67.2	25.0	

* kg/mm²

表8.3 各クラッド鋼の実験条件

Clad metal	Experimental conditions	
SUS28+SB42 SUS28+SS41	500°C, 200atm. 0 ~ 500hr.	
SUS38+SB42	400°C, 100~300atm. 0 ~ 100hr.	500°C, 50~200atm. 0 ~ 450hr.
SUS28+A387D SUS38+A387D	500°C, 300atm. 0 ~ 500hr.	540°C, 300atm. 0 ~ 740hr.
<p>500°C 300atm. Water cooling 20°C 20°C 1 cycle</p>		

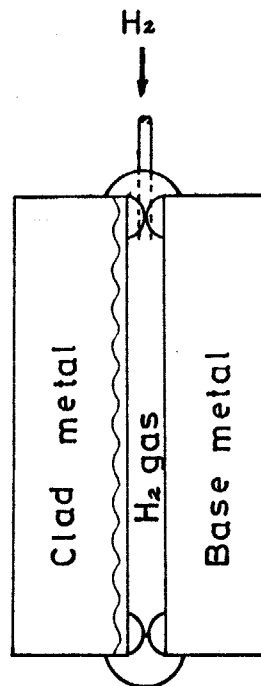


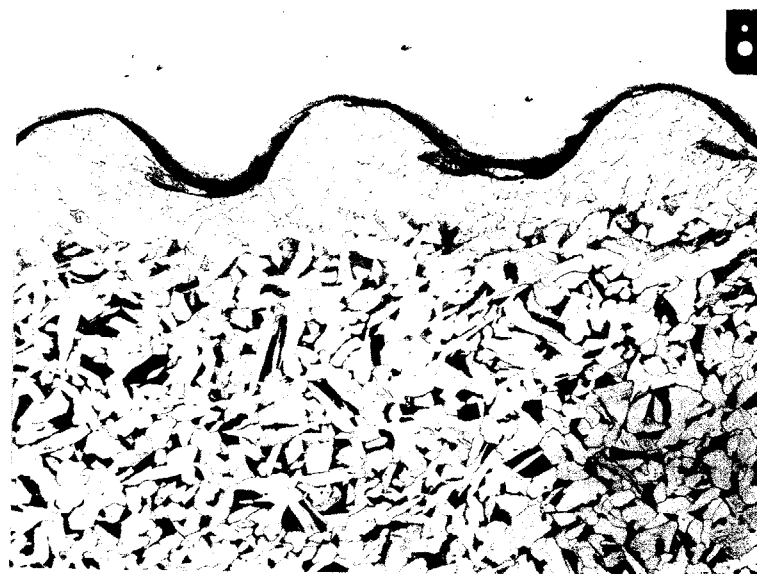
図8.11 試験片への水素加圧方法

接合界面のはく離を超音波探傷により調べ、切断し、接合界面の組織観察およびせん断試験片に加工した。

8.3.3 実験結果

オーステナイト系ステンレス鋼 SUS28 を使った SUS28+SB42, SUS28+SS41 クラッドを水素圧力 200 気圧, 温度 500°C で 500 時間位まで加熱保持した結果, 接合界面でのはく離は全く認められなかった。また接合界面近くの母材軟鋼に割れなどは観察されなかった。しかし脱炭層は認められた。

フェライト系ステンレス鋼 SUS38 を使った SUS38+SB42 クラッドでは水素圧力 300 気圧, 温度 400°C で, 100 時間まで加熱保持しても接合界面でのはく離や, 母材内部での割れはみられなかった。しかし 500°C に加熱するとある水素圧力, 加熱時間以上になると, 接合界面ではく離を生ずるようになる。写真 8.3 に, SUS38+SB42 クラッドの 500°C , 水素圧力 50 気圧, 加熱時間 120 時間のクラッドの接合界面と, 比較のため用いた SB42 母材の顕微鏡写真を示す。写真 8.3 で, SB42 母材の方は完全に水素アタックを受け内部に割れみられる。しかしクラッド鋼の場合接合界面附近の

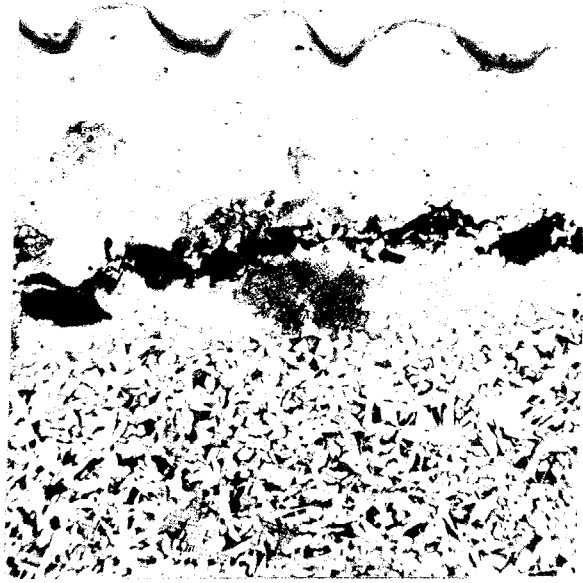


SUS38 + SB42 クラッド鋼の組織



SB42 素材の組織

写真 8.3 加熱温度 500°C, 水素圧力 50 気圧, 120 時間後の
クラッドの接合界面と素材の組織



x50

写真8.4 SUS38+SB42ワルドの接合界面附近に
生じた割れ

500°C, 100 atm. 250 hr.

材に割れはみられな。しかし水素圧力が高くなり
 熱時間が長くなると写真 8.4 に示した試料では、接
 界面が少しはなれた軟鋼母材内部で大きな割れが
 生じれる。このような割れが生ずるとせん断強さは
 低くなる。クラッドの接合界面に割れが生ずるまで
 時間は水素圧力が高くなると次第に短かくなるとい
 う。この割れは写真 8.3 に示した SB42 鋼材にみられた
 れと異なり、割れに水素がたまって割れが大きくなり、
 ついに合せ材を完全にふくらませる。

母材に A387D 鋼を用いたクラッド鋼は表 8.3 に示し
 実験条件内では、接合界面および母材内部には分離
 割れはみられな。しかし脱炭はいろいろ生じ
 ているようである。

図 8.12 ~ 図 8.16 に各クラッドのせん断強さと加熱時
 間の関係を示す。図 8.12 は SUS28 + SB42 クラッド鋼、
 SUS28 + SS41 クラッド鋼と比較のための SUS38 + SB42 ク
 ラッド鋼のせん断強さである。合せ材が SUS28 の場合
 200°C、水素圧 200 気圧で 500 時間まで加熱保持したが、
 どれも 30 kg/mm^2 以上のせん断強さを示している。また
 熱時間が長くなるとともに強度が低下する傾向は
 ない。合せ材の板厚が 3mm の場合と 7mm の場合を比較

てもとくにせん断強さに変化はみられな。た。合せ
 が SUS38 の場合がなり短時間ではく離を生ずる。図
 8.13, 図 8.14 に SUS38 + SB42 クラッド鋼の場合を示す。
 400°C に加熱したときは加熱時間 100 時間までにはとく
 とせん断強さの低下はみられな。が, 500°C では加熱
 時間が長くなるとせん断強さは少しづつ低下して, あ
 り時間たつと接合界面の母材側に写真 8.4 に示したよ
 うに割れが生じ, せん断強さはゼロになる。このはく
 離までの時間は水素圧力が高くなるほど短かくなつて
 いく。

母材に A387D 鋼を使ったクラッド鋼のせん断強さは
 図 8.15 の場合 740 時間までほとんど低下してない。
 図 8.3 に示した方法で熱サイクル実験を行なつた場合
 SUS38 + A387D クラッド鋼は 20 回, 30 回で 16 kg/mm^2 に
 低下している。しかし SUS 28 合せ鋼の場合ほとんど
 せん断強さは低下してない。

3.4 参考文献

SUS38 + SB42 クラッド鋼と SB42 母材を加熱温度 500°C,
 水素圧力 50 気圧, 120 時間加熱した場合, 写真 8.3 に
 示したようにクラッド鋼接合界面に割れはみられな

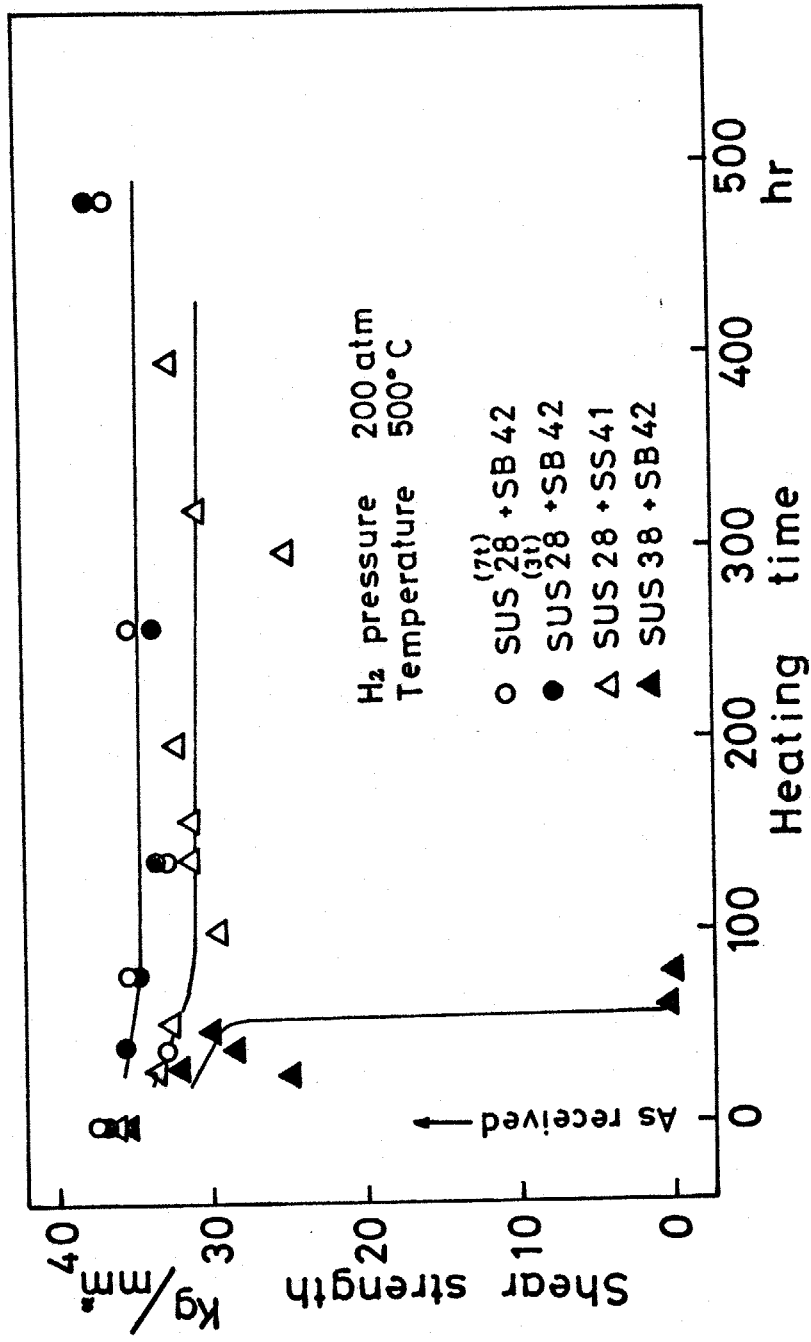


図8.12 炭素鋼を母材とする7ラッド鋼の耐水素性

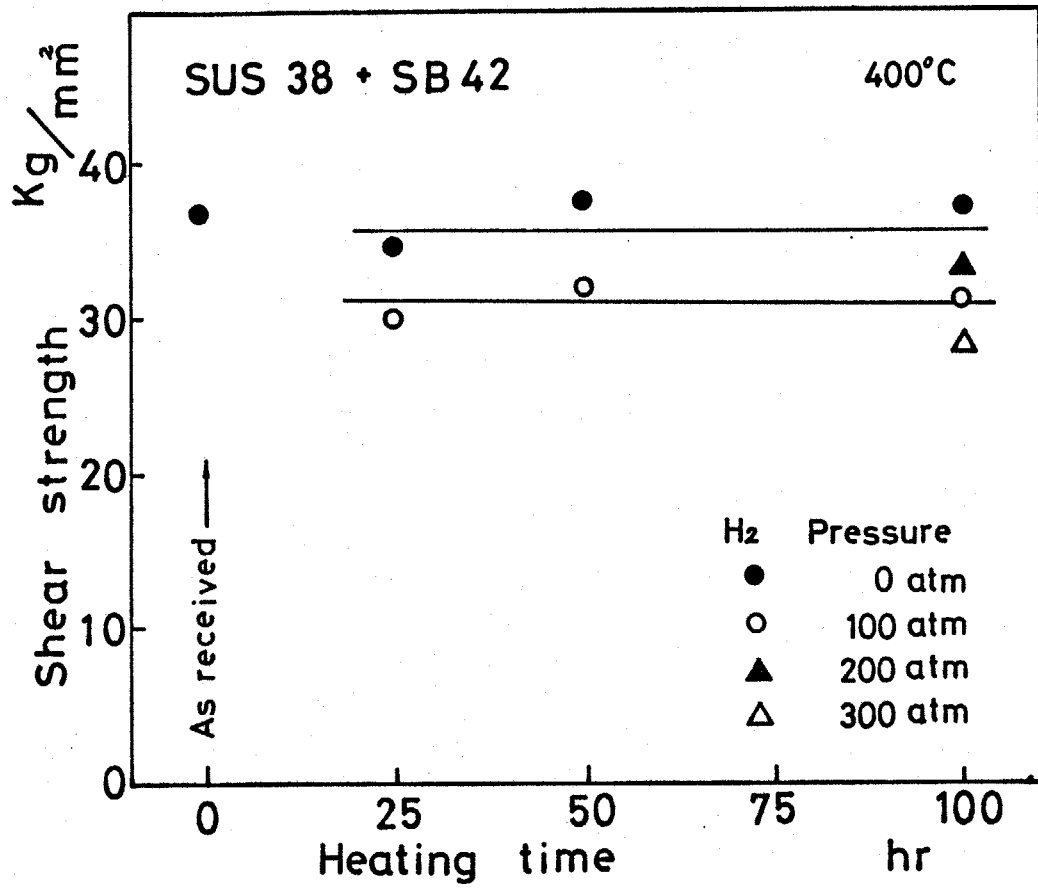


図 8.13 SUS38+SB42 7ヘッド鋼の耐水素性

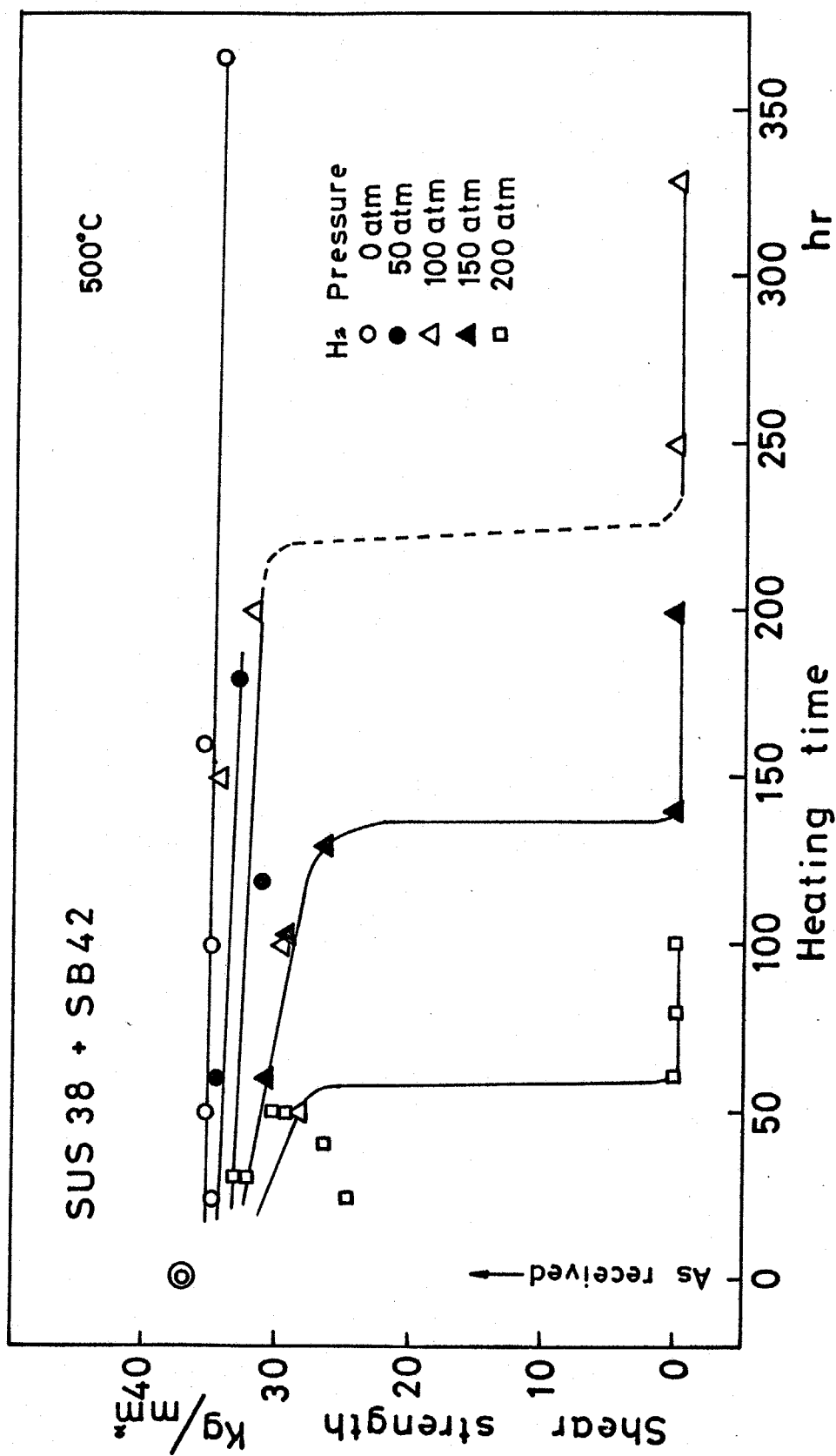


図 8.14 SUS38+SB42鋼の耐水素性

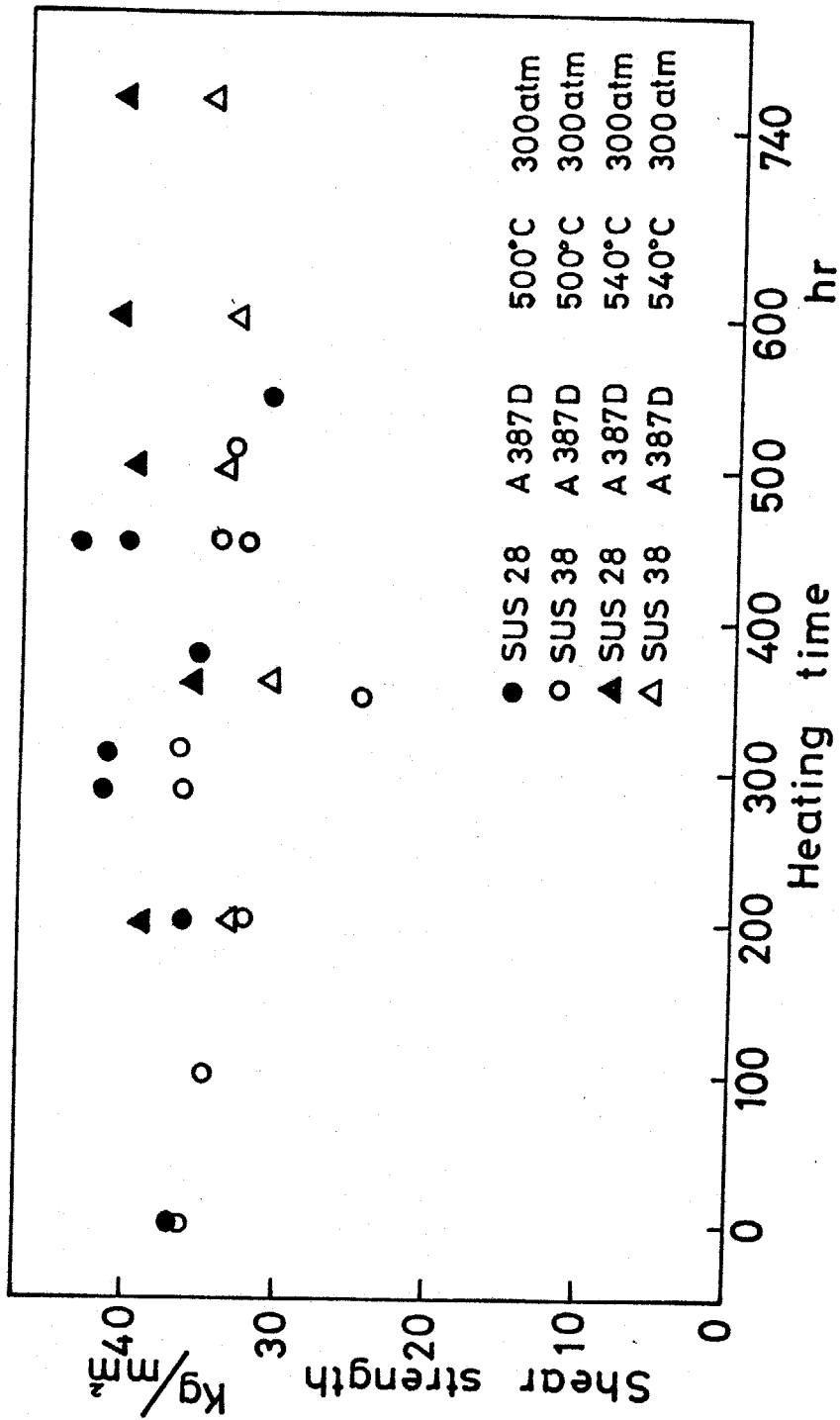


図8.15 A387D鋼を母材とするクランプ鋼の耐水素性

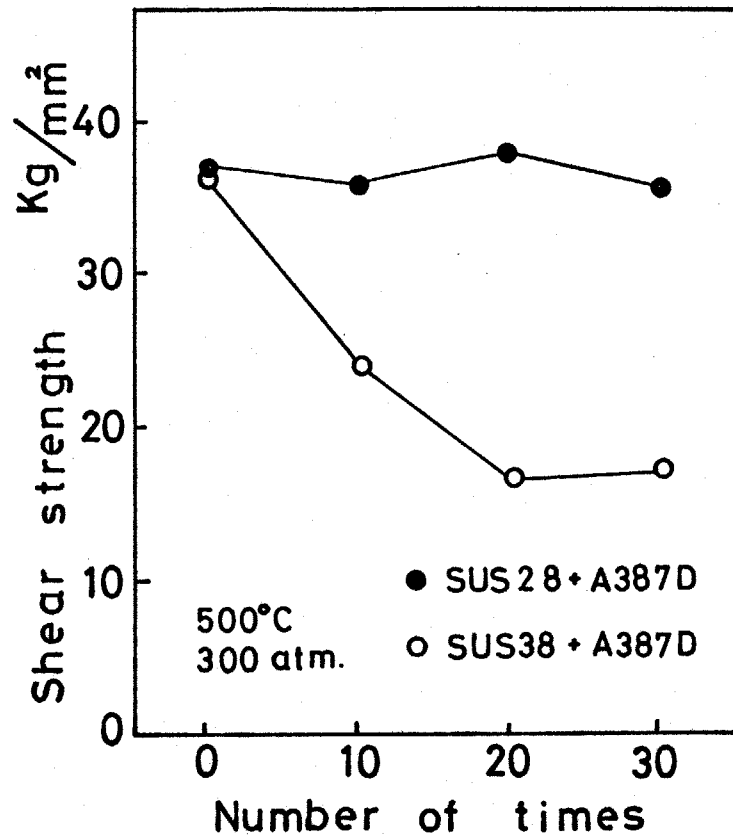


図8.16 A387D鋼を母材とするクラッド鋼の耐水素性
(加圧, 加熱 ↔ 水冷, くり返し実験)

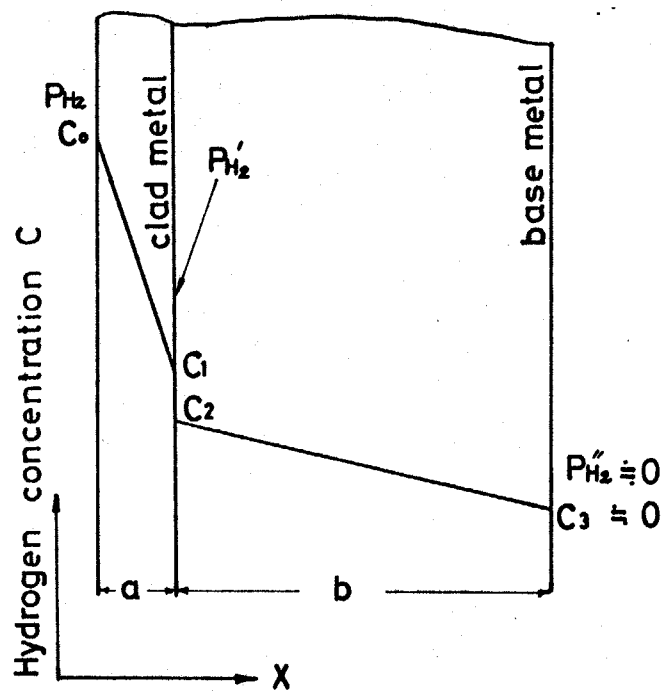


図8.18 クラッド鋼の板厚方向の水素濃度分布

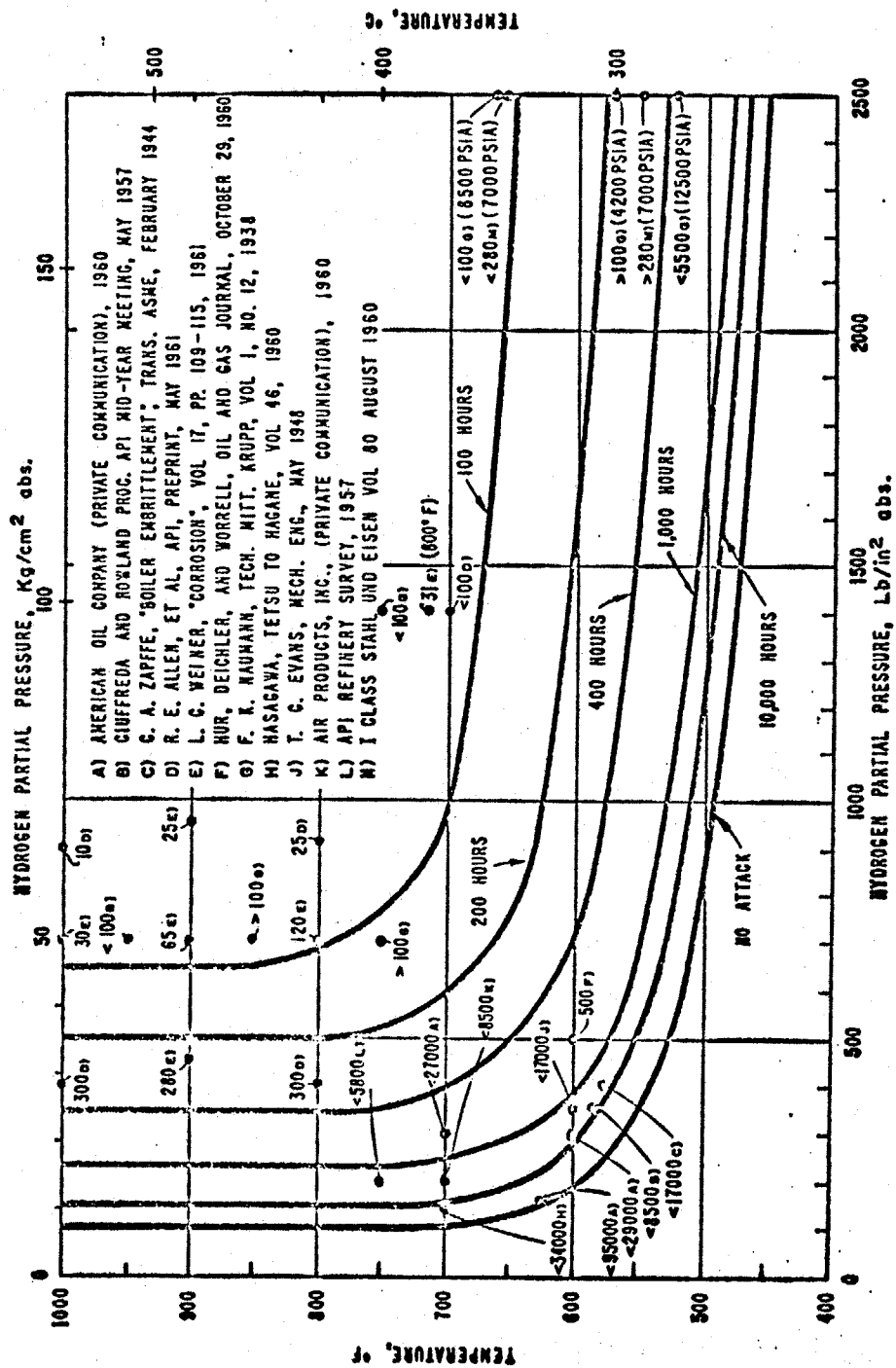


図8.17 ネルソン曲線

のに素材のSB42は割れを生じ、明らかに水素アタックを受けている。素材のSB42は炭素鋼のネルソン曲線³⁾(図8.17)によると水素アタックを受ける使用限界曲線内にはいる。したがってモレクラッド鋼の接合界面が素材と同じ50気圧の水素圧力になつていけば、母材の軟鋼に割れがはいるはずであるが、割れがみられなものは接合界面の水素圧力が50気圧に達してゐないためと考えられた。このように考えるとSUS38+SB42クラッド鋼のせん断強さ(図8.14)がゼロになるとき接合界面の水素圧力はネルソン曲線の使用限界曲線内にはいるときの圧力と考えることができる。このクラッドを500°Cで、水素圧力を100気圧、150気圧、200気圧にしたとき、接合界面の母材に割れが生じたのは図8.14からそれぞれ250時間、145時間、60時間の加熱時間であった。これをネルソン曲線によつて温度500°Cで250時間、145時間、60時間加熱したとき炭素鋼の水素アタックを受ける水素圧力を求めると、それぞれ30~35気圧、約40気圧、60~75気圧と推定される。これらの圧力は合せ材表面に加圧した水素圧力の33~38%の圧力に相当する。

SUS28を合せ材に用いたSUS28+SB42クラッド鋼,SUS

28+SS41 クラッド鋼は図 8.12 に示した実験範囲では、
 接合界面は水素アタックを受けていない。これから接
 合界面の水素圧力をネルソン曲線によって推定すると
 負荷圧力の 12% 以下であると推定された。

合せ材から母材側に水素が拡散していくとして接合
 界面の水素圧力を計算によって求めてみた。本実験で
 はクラッド鋼の板厚方向の水素濃度分布は図 8.18 に示
 すようになると思われる、これから接合界面の水素圧
 力を求めた結果、SUS38+SB42 クラッド鋼 (板厚 3+23mm)
 では負荷圧力の約 40%、SUS28+SB42 クラッド鋼 (3+23mm)
 では約 4% の圧力になることがわかった。これらの圧
 力はネルソン曲線を使用して求めた圧力にかなりよい
 一致を示している。

8.4 結 論

爆接ステンレスクラッド鋼を熱処理して、その機械的
 性質を測定し、またクラッド鋼を加熱し、合せ材表面
 に高圧水素を加えた耐水素性実験を行なって次の結果
 が得られた。

1) 爆接ステンレスクラッド鋼を高温加熱すると、母
 材の炭素鋼から合せ材のステンレス鋼に炭素が拡散移

動して母材に脱炭層が生ずる。脱炭層幅は加熱温度と加熱時間に関係し、村上らの使ったパラメータ D_1 を使って整理できる。圧延ステンレスクラッド鋼は界面のニッケル層によって炭素移動が阻止されるため脱炭層は生じにくい。750°C、5時間以上では脱炭層を生じないようになる。

2) 爆接ステンレスクラッド鋼の母材の硬度は加熱温度を高くすると低くなるが、合せ材は600°Cの加熱温度では逆にわずかの硬度上昇を示す。しかし900°Cに加熱すると硬度はかなり低下する。合せ材、母材共に一定温度で加熱時間を長くしても硬度はほとんど変化しない。圧延ステンレスクラッド鋼では加熱温度をあげると母材、合せ材共に硬度が上昇した。

3) 爆接ステンレスクラッド鋼のせん断強さは加熱温度を上げるとかなり低下するが、圧延ステンレスクラッド鋼はほとんど変化しないが逆に高くなる。このせん断強さの変化は母材の硬度の変化と関係があると考えられる。

4) オーステナイト系ステンレス鋼を合せ材にした SUS28+SB42 爆接クラッド鋼の耐水素性はよく、加熱温度500°C、水素圧力200気圧、500時間の実験範囲内では、

せん断強さはほとんど低下しない。

5) フェライト系ステンレス鋼を合せ材にした SUS38 + SB42 爆接クラッド鋼はある一定の実験条件を超えると接合界面の母材側に割れを生じ、せん断強さはゼロになる。これによって接合界面の水素圧力をネルソン曲線から推定すると負荷圧力の 33~38% の圧力になる。これは水素が合せ材から母材に拡散するとして、接合界面の水素圧力を推定計算した値 (約 40%) に比較的よく一致する。SUS28 + SB42 クラッド鋼の場合の接合界面の圧力を推定計算すると負荷圧力の 4% 位になり、本実験の範囲では接合界面附近の母材は水素アタックを受けないことが判明した。

6) 母材に A387D 鋼を用いるとクラッド鋼のせん断強さはほとんど低下しない。しかし合せ材が SUS38 のとき熱サイクル実験ではかなりせん断強さは低下した。

第8章の文献

- 1) 村上, 西田; "爆接クラッド鋼の境界部挙動について(第1報)"
溶接学会誌 Vol.41(1972) No.1 p.83
- 2) 立川, 小田; "爆接ステンレスクラッド鋼境界層の焼なましによるかたよ
組織について" 溶接学会講演概要 No.8 p.79
- 3) G.A.Nelson; "Use Curves to Predict Steel Life." Hydrocarbon
Proceeding., Vol.44(1965) p.185
- 4) F.K.Naumann; "Der Einfluß von Legierungszusätzen auf die
Beständigkeit von Stahl gegen Wasserstoff unter hohen Druck?"
Stahl und Eisen., Bd.58(1938) p.1239
- 5) J.F.Thygeson and M.C.Molstad; "High Pressure Hydrogen Attack
of Steel." J. Chemi. and Eng. Data., Vol.9(1964) p.309
- 6) 石井, 恩次, 伊草; "爆着ステンレスクラッド鋼の耐水素アタックに関する一実験"
圧力技術に投稿中

第9章 総括

本論文は爆発圧接における衝突過程、金属ジェット現象、接合界面の波状模様、金属組織、溶融層そして爆接クラッド鋼の残留応力や機械的性質に関する基礎的な研究を行なったものである。以下に本研究で得られた主要な結果を要約して述べる。

1) 爆発圧接過程における衝突速度、衝突角度、設定角度、曲がり角などは簡単な幾何学的関係を示し、各因子間の関係は簡単な式によって求められる。

金属板が爆発衝撃によって飛翔し、平衡に達したときの速度 v あるいは曲がり角 β は、火薬と金属板の単位面積当りの重さの比 R とよき関係を示した。これらの関係は Sterne の求めた式 (2.10 ~ 2.12 式) とよく一致している。飛翔開始直後の曲がり角 β (あるいは速度 v) の二乗は飛翔距離に比例することが確かめられた。これらの関係は Kowalick の求めた式 (2.15 式) によく合うことがわかった。

2) 超高速流レカメラによって衝突点から噴流する金属ジェットを観察した結果、金属ジェットはある程度の広がりを持ち、空気との衝突によって発光する霧状

の部分と発光しない液滴状の部分が混り、噴流している。

金属ジェットの実速度は理論的には衝突速度のほぼ2倍であるが、平行設定(設定角が 0°)のときは1.1倍から1.3倍で理想状態に比べてかなり遅い。しかし設定角が 10° になると1.3倍から1.8倍になり、設定角が大きくなるほど理想状態に近くなる。

3) ジェットの噴流方向は同種金属両面圧接の場合、衝突点移動方向であるが、異種金属両面圧接ではジェットの先端は密度の大きい金属側に傾く傾向がある。

同種金属の接合界面の波模様は正弦波に近いが、異種金属では波が傾く場合があり、その傾きは一定の方向性を示す。そして傾きの程度は両金属の密度比に関係し、密度比 ρ_1/ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$) が小さくなるにしたがって波の傾きは大きくなる。

異種金属圧接の場合の波の傾きやジェットの片寄りや爆接過程を密度の異なる完全流体同士の衝突と考えることにより、理論的に説明できる。

4) 半円柱法実験によつて接合界面の波の波長に影響する因子は衝突角度と飛翔金属板の板厚であることが明らかになった。波長は衝突角度が大きくなるほど、

また板厚が厚くなるほど長くなる。波高も波長と同様の傾向を示す。

接合界面の波の形や波に附随した渦の生成位置などから、波形は衝突時に界面に生成された Kármán の渦列によつて生じたと考えられた。この考えに基づき、衝突角度 γ 、板厚 h によつて波の波長を計算した結果、半円柱法など非対称衝突の場合、

$$\lambda = \frac{A}{2C} h (1 - \cos \gamma)$$

の関係が求められた。ここで A/C は板厚によつて決まる定数で板厚 1 mm の場合 25 位、2 mm の場合 20 位になる。この式によつて求めた波長の計算値と本研究で求めた測定値および渡辺らの求めた測定値を比較するとかなりよく一致した。これによつて波の生成についての定量的な説明が可能になった。

5) 軟鋼-軟鋼クラッドの接合界面附近を透過電子顕微鏡によつて観察した結果、接合界面のごく狭い領域は衝突時の発熱によつて焼なまされ、転位密度は $10^9/\text{cm}^2$ 位であるが、界面から $10 \sim 100 \mu$ はなれると $10^{10} \sim 10^{11}/\text{cm}^2$ と転位は多くなる。さらに界面からはなれると転位密度は徐々に低くなる。これらの転位の観察によつて接合

界面附近の微小硬度がもっとも高く、界面から離れると低くなるという結果が説明できる。

6) 鉄の接合界面附近には非常に硬度の高い領域が存在し、この部分を透過電子顕微鏡によって観察した結果 130Kb 以上の高圧で生成される HCP ε マルテンサイトの痕跡と考えられる相がみいだされた。そしてこれらの領域が衝突時に 130Kb 以上になることを計算によって確かめた。

また接合界面に非常に微細な再結晶粒が認められた。これらの再結晶粒は非常に高い歪と高温で瞬間的に動的再結晶現象によって生成されたと考えられた。

7) 30 数組の異種金属組合せについて接合界面に生成される溶融層(合金層)の組成および金属間化合物などの測定を行なった結果、二元状態図から固溶体、金属間化合物が生成されると考えられる組合せは比較的均一な組成の溶融層が生じた。また Ag-Fe のように完全に不固溶な組合せでも両金属が微粒の混合相となって溶融層を形成していることが明らかになった。金属間化合物を形成すると考えられる組合せのうち、かなりの組合せに微量であるが金属間化合物の同定ができた。

溶融層の生成には複雑な要素が多いと思われるが、両金属の接触界面に瞬間的にある熱量が与えられるなどの簡単な仮定をおいて、溶融層の推定計算を行ない測定値との比較を行った。その結果がかなりよく一致を示した。したがってこの計算法によって異種金属の溶融層の組成等の推定が可能となった。

8) 爆接クラッド鋼の合せ板表面の伸びは爆接方向に1%位、直角方向はほとんど伸びない。しかしクラッドの端から60mm位は端面効果によって伸びが大きくなる。表面残留応力は軟鋼、ステンレス鋼合せ板では $10 \sim 30 \text{ kg/mm}^2$ の引張応力を示している。アルミニウム合せ板の場合、爆接方向は 1 kg/mm^2 の引張、直角方向は $1 \sim 2 \text{ kg/mm}^2$ の圧縮応力になっている。

軟鋼クラッドで合せ板表面から少し内部にはいると圧縮残留応力になり接合界面で 20 kg/mm^2 位と最大応力になる。母材側では引張残留応力に変化する。この残留応力分布は圧延率の大きい冷間圧延の残留応力の発生状態に似ている。アルミニウムクラッドでは合せ板表面下は圧縮残留応力であるが、接合界面近くでは引張残留応力になり、爆接方向と直角方向では少し異方性がある。接合界面に発生した熱によって生じた残留応力が支配

的と考えられる。

9) 爆接ステンレスクラッド鋼を高温加熱すると接合界面附近の母材は脱炭現象を示し、その幅は加熱温度が高くなるとまた加熱時間が長くなると広くなっていく。硬度測定の結果母材は加熱温度が高くなると徐々に軟化していくが、合せ材は 600°C では逆に硬化し、 750°C で軟化し始める。せん断強さは加熱温度が上がると低下する。これは母材の硬度と関係あるとみられる。

圧延ステンレスクラッド鋼は熱処理によって硬度、せん断強さ共加熱温度と共にやや上昇の傾向にある。

10) オーステナイト系ステンレス鋼を合せ材にしたクラッド鋼の耐水素性は非常によい。これは接合界面の水素圧が非常に低いため、母材が水素アタックを受けず、たためと考えられた。

フェライト系ステンレス鋼を合せ材にしたクラッド鋼は水素アタックを受けやすく、短時間で接合界面近くの母材内に割れが生ずる。ネルソン曲線や水素拡散の計算から接合界面には負荷圧力の40%位の水素圧を受けていることが推定された。

謝 辞

本研究を行なうにあたり終始御指導いただきました東京工業大学工学部教授石井勇五郎先生に深く感謝いたします。また実験に降り御協力と御援助をいただきました横浜国立大学工学部教授福山郁生先生，防衛大学物理学科教授山下忠美先生，元東京大学工学部講師柳沢剛先生，旭化成工業株式会社金属加工課課長滝沢雄氏，あいばの工場研究課伊専猛志氏そして共に実験を行な，た生沼利亮君，関誠夫君，吉田和道君と御協力いただきました他の多くの方々に厚く感謝の意を表わしたいと思っております。