

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

題目(和文)	異種金属爆発圧接における接合界面形成メカニズム
Title(English)	
著者(和文)	西脇淳人
Author(English)	Junto Nishiwaki
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10443号, 授与年月日:2017年3月26日, 学位の種類:課程博士, 審査員:熊井 真次,村石 信二,中村 吉男,小林 郁夫,木村 好里
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10443号, Conferred date:2017/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

東京工業大学

異種金属爆発圧接における  
接合界面形成メカニズム

理工学研究科 材料工学専攻

西脇 淳人



## 目次

<b>第1章 緒論</b> .....	1
1. 異種金属接合の現状ならびに爆発圧接の特徴と意義.....	1
1.1. 異種金属接合の重要性と爆発圧接法の位置づけ.....	1
1.2. 爆発圧接に関する従来の研究.....	4
1.2.1. 実験的手法を用いた研究.....	4
1.2.2. 数値解析手法を用いた研究.....	11
2. 異種金属爆発圧接材の機械的特性に及ぼす接合界面の中間層の影響.....	15
3. 本研究の目的.....	19
4. 本研究の特徴.....	19
5. 本論文の構成.....	21
<b>第2章 爆発圧接挙動を再現する解析モデルの考案</b> .....	23
1. 緒言.....	23
2. 材料のモデル化.....	24
2.1. 基礎方程式.....	24
2.2. 空気と爆薬の状態方程式.....	25
2.3. Flyer plate, Parent plate および Anvil の状態方程式.....	26
2.4. 金属材料の構成則.....	28
2.4.1. Steinberg-guinan model.....	28
2.4.2. Johnson-Cook model.....	29
2.4.3. Zerilli-Armstrong model.....	29
3. 衝突条件算出における従来法の問題点.....	30
3.1. 従来法による衝突速度と衝突角度の推定.....	30
3.2. 実験結果と数値解析結果の比較.....	31
4. 爆薬の爆轟を再現する Model 1 (Euler-Lagrange Coupling model).....	32
4.1. Lagrange と Euler の概要とその特徴.....	32
4.2. Model 1(Euler-Lagrange Coupling model)の概要.....	34
4.3. Model 1 で得られる解析結果の一例.....	35
5. メタルジェットの放出ならびに波状界面の形成過程を再現する Model 2 (SPH model).....	37
5.1. SPH 法の概要.....	38
5.2. Model 2 の概要.....	39
5.3. 衝突中の温度と融点の算出方法.....	40
5.4. Model 2 による解析結果の一例.....	42
6. 接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現する解析モデル(Model 3).....	47
6.1. Model 3 の解析手法とその解析のフローチャート.....	47
6.2. Model 3 のメッシュサイズと適切なタイムステップ.....	51

6.3. Model 3 で得られる解析結果の一例 .....	52
7. 小括 .....	58
補遺 .....	59

### 第3章 Cu/Ni 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証 .....

1. 緒言 .....	61
2. 実験方法 .....	62
3. 数値解析モデル .....	62
3.1. Model 1 の寸法と各領域のメッシュサイズ .....	62
3.2. Model 2 の寸法と各領域の平滑化長さ .....	64
3.3. Model 3 .....	66
4. 結果および考察 .....	68
4.1. Cu/Ni 爆発圧接材の接合界面 .....	68
4.2. Model 1 による爆轟過程の再現ならびに衝突速度と衝突角度の算出 .....	69
4.3. Cu/Ni 接合材のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程 .....	72
4.4. 衝突点ならびに接合界面の温度上昇と融点変化 .....	83
4.5. 衝突中の比内部エネルギー変化とその内訳 .....	85
4.6. 衝突中の温度と融点の時刻歴変化 .....	86
4.7. 接合界面の温度分布ならびに局所融解領域の形状 .....	87
4.8. 局所融解領域の組成 .....	88
4.9. 熱拡散率の推定 .....	89
4.10. 局所融解領域の凝固温度の推定 .....	94
4.11. 接合界面の冷却過程と冷却速度 .....	95
4.12. 合金化領域の生成過程 .....	99
4.13. 実験結果と数値解析結果の整合性 .....	101
5. 小括 .....	101

### 第4章 Cu/Al 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証 .....

1. 緒言 .....	103
2. 実験方法 .....	104
3. 解析方法 .....	104
3.1. 爆轟解析(Model 1) .....	104
3.2. 波状界面形成解析(Model 2) .....	105
3.3. 熱伝導解析(Model 3) .....	106
4. 実験結果ならびに数値解析結果 .....	108
4.1. Cu/Al 爆発圧接界面組織 .....	108
4.1.1. 接合界面の光学顕微鏡組織 .....	108
4.1.2. 中間層の SEM 像と EPMA による組成分析結果 .....	109

4.2.	Model 1 による爆轟解析結果 .....	109
4.3.	衝突速度と衝突角度の算出.....	111
4.4.	Cu/Al 接合材のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程 .....	111
4.5.	衝突点ならびに接合界面の温度上昇と融点変化.....	115
4.6.	衝突中の比内部エネルギー変化とその内訳.....	117
4.7.	衝突中の温度と融点の時刻歴変化.....	119
4.8.	接合界面の温度分布と局所融解領域.....	120
4.9.	Model 3 による冷却過程と中間層生成過程の解析結果.....	121
4.9.1.	熱拡散率の推定.....	121
4.9.2.	凝固温度の推定.....	123
4.10.	接合界面の冷却過程と冷却速度.....	124
4.11.	中間層の生成過程.....	128
5.	考察.....	130
5.1.	数値解析結果と実験結果との整合性.....	130
5.2.	Cu/Al 爆発圧接材における波状界面形成メカニズム .....	130
5.3.	接合界面における温度変化と冷却速度.....	134
5.4.	中間層の生成過程.....	134
6.	小括.....	135
<b>第 5 章 Cu/Ni 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響 .....</b>		<b>137</b>
1.	緒言.....	137
2.	爆轟解析モデル(Model 1)を用いた実験条件の設定.....	138
2.1.	Model 1 で生じるエラーと解析モデルの改良.....	138
2.2.	爆轟解析モデル(Model 1)の寸法.....	140
2.3.	Model 1 を用いた爆轟解析結果 .....	143
3.	爆発圧接の実験方法と界面組織の観察方法.....	145
3.1.	2.3 Model 2 の寸法と各領域の平滑化長さ .....	145
4.	Model 2 と Model 3 を用いた解析.....	145
4.1.	波状界面形成解析(Model 2).....	145
4.2.	熱伝導解析(Model 3).....	146
5.	実験結果ならびに数値解析結果.....	147
5.1.	Cu/Ni 爆発圧接界面組織 .....	147
5.1.1.	Cu/Ni 爆発圧接材の外観 .....	147
5.1.2.	接合界面の光学顕微鏡組織.....	147
5.2.	Cu/Ni 接合材のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程 .....	150
5.2.1.	$\beta=5^\circ$ .....	150
5.2.2.	$\beta=10^\circ$ .....	150
5.2.3.	$\beta=15^\circ$ .....	151

5.2.4.	$\beta=20^\circ$ .....	154
5.2.5.	$\beta=25^\circ$ .....	157
5.3.	接合界面の圧力変化.....	162
5.3.1.	$\beta=5^\circ$ .....	162
5.3.2.	$\beta=10^\circ$ .....	162
5.3.3.	$\beta=15^\circ$ .....	162
5.3.4.	$\beta=20^\circ$ .....	162
5.3.5.	$\beta=25^\circ$ .....	162
5.4.	接合界面の温度分布と局所融解領域.....	166
5.5.	各衝突角度における接合界面の冷却過程.....	169
5.6.	合金化領域の生成過程.....	174
6.	考察 .....	180
6.1.	シミュレーション結果と実験結果との整合性.....	180
6.2.	メタルジェットの放出挙動に及ぼす衝突角度の影響.....	180
6.2.1.	メタルジェットの粒子比とメタルジェットの放出量.....	180
6.2.1.	放出されるメタルジェットの圧力ならびに温度.....	183
6.3.	各衝突角度における界面の温度上昇範囲とその要因.....	186
6.4.	各衝突角度で形成された接合界面の冷却速度.....	190
6.5.	接合界面における合金化領域の生成過程.....	192
7.	小括 .....	192
<b>第6章 Cu/Al 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響 .....</b>		<b>194</b>
1.	緒言 .....	194
2.	爆轟解析(Model 1)を用いた実験条件の設定.....	194
2.1.	爆轟解析の条件と寸法.....	194
2.2.	Model 1 を用いた爆轟解析結果 .....	195
3.	爆発圧接法の実験方法と界面組織の観察方法.....	195
4.	Model 2 と Model 3 の解析方法.....	196
4.1.	波状界面形成過程の解析(Model 2).....	196
4.2.	熱伝導解析(Model 3) .....	197
5.	結果および考察 .....	198
5.1.	実験結果 .....	198
5.1.1.	Cu/Al 爆発圧接材の外観.....	198
5.1.2.	接合界面の光学顕微鏡組織.....	198
5.2.	数値解析結果 .....	202
5.2.1.	Cu/Al 接合材のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程 .....	202
5.2.2.	メタルジェットの放出挙動に及ぼす衝突角度の影響.....	208
5.2.3.	数値解析結果と実験結果との整合性.....	215

5.2.4.	接合界面の圧力変化.....	216
5.2.5.	接合界面の温度分布と局所融解領域.....	219
5.2.6.	各衝突角度における界面の温度上昇範囲とその要因.....	222
5.2.7.	各衝突角度における接合界面の冷却過程.....	226
5.2.8.	各衝突角度で形成された接合界面の冷却速度.....	227
5.2.9.	中間層の生成過程.....	232
6.	小括.....	238
<b>第7章</b>	<b>結論</b> .....	<b>240</b>
1.	本論文の総括と結論.....	240
2.	今後の課題.....	245
2.1.	$\beta=5^\circ$ での温度上昇, 冷却過程, 合金化領域あるいは中間層の生成過程.....	245
2.2.	爆発圧接挙動に及ぼす衝突速度の影響.....	245
2.3.	接合界面極近傍の物質の混ざり合い, 拡散ならびにその組織.....	245
3.	今後の展開.....	246
	参考文献.....	247
	謝辞.....	254



## 第1章 緒論

### 1. 異種金属接合の現状ならびに爆発圧接の特徴と意義

#### 1.1. 異種金属接合の重要性と爆発圧接法の位置づけ

近年、種々の金属を適材適所で組合せて製品を作り出す設計思想である「マルチマテリアル化」が進むにつれて、異種金属接合の需要が高まっている<sup>1</sup>。その一例として、現在、自動車を中心とした各種輸送機器の抜本的な軽量化を目的とした、NEDOの「革新的新構造材料等研究開発」プロジェクト等が進行中である。マルチマテリアル化をさらに進化させるためには、材料の強度や延性の向上に加えて、その特性を組み合わせることで適材適所で用いる構造提案と事前評価技術、ならびに異種金属接合技術が必要であることが指摘されている<sup>2</sup>。

異材溶接に関するアンケート調査結果(NEDO 調査研究「異材溶接技術の基礎研究」(平成12年～13年度))によれば、将来必要とされる異種金属接合は、Table 1-1 に示すような Steel, Al, Cu, Ti, Mg の金属の組合せであることが報告されている<sup>3</sup>。

さて、Table 1-2 に示すように、金属の接合方法に関しては、コストや継手の自由度の高さから、金属を溶融させて接合する溶融溶接(アーク溶接、レーザー溶接、抵抗溶接、電子ビーム溶接、ガス溶接等)の使用が将来的にも大勢を占めるものと考えられる。しかし、接合する金属の融点や熱伝導率等の物性値に大きな差がある異種金属の接合を溶融溶接で行うことは困難である。そのため、異種金属接合では固体の状態での金属を接合する固相接合法の適用が重要であると考えられる。固相接合法には、拡散接合、超音波接合、摩擦接合、摩擦攪拌接合、冷間圧接、爆発圧接、電磁圧接、熱間圧接、ガス圧接などがあり、材料形状や使用用途に応じて使い分けられている。

Table 1-1 Combination of dissimilar metals joint required in the future<sup>3</sup>

Combination of Metals		Percentage (%)
Steel (including SUS) (62.6%)	Steel/Aluminum	27.9
	Steel/Steel	9.7
	Steel/Copper	6.7
	Steel/Titanium	5.7
	Steel/Magnesium	1.0
	Steel/Others	11.6
Aluminum (18.3%)	Aluminum/Copper	5.8
	Aluminum/Magnesium	2.9
	Aluminum/Titanium	1.9
	Aluminum/Aluminum	1.9
	Aluminum/Others	5.8
Copper (7.7%)	Copper/Copper	1.0
	Copper/Others	6.7
Titanium (3.9%)	Titanium/Titanium	1.0
	Titanium/Others	2.9
Others (7.5%)	Others/Others	7.7

Table 1- 2 Joining and welding process required in the future<sup>3</sup>

Joining and Welding Process		Percentage (%)
Fusion Welding (41.3%)	Arc welding	16.2
	Laser welding	12.9
	Resistance welding	6.8
	Electron beam welding	3.8
	Gas welding	0.8
	Others	0.8
Brazing (9.1%)		9.1
Solid State Welding (28.6%)	Diffusion welding	4.5
	Ultrasonic welding	4.5
	Friction welding	3.0
	Cold pressure welding	3.0
	Explosion welding	2.3
	Electromagnetic pressure welding	1.5
	Hot pressure welding	1.5
	Gas pressure welding	4.5
	Others	3.8
Mechanical Joining (6.1%)	Bolting	1.5
	Crimping	0.8
	Riveting	0.8
	Others	3.0
Adhesion (10.6%)		10.6
Others (4.3%)		4.3

爆発圧接法は、爆薬の爆轟を利用し、金属板同士を数百 m/s で傾斜衝突させて接合する方法である<sup>4,5</sup>。爆発圧接法を用いることにより、260 種類以上の同種・異種金属の接合が可能であり<sup>6,7</sup>、これまでに熔融溶接では接合が困難な Al/Steel<sup>8-14</sup>、Al/Ta<sup>15</sup>、Al/Mg<sup>16</sup>、Al/Ni film<sup>17</sup>、Al/Ni<sup>14</sup>、Al/Ti<sup>14,18,19</sup>、Al/Zr<sup>14</sup>、Fe/Mo<sup>14</sup>、Fe/Ag<sup>20</sup>、Fe/Ni<sup>14</sup>、Fe/Pb<sup>14</sup>、Fe/Ta<sup>14</sup>、No/Ni<sup>14</sup>、Ni/Ti<sup>14</sup>、Ni/Zr<sup>14</sup>、Pb/Sn<sup>14</sup>、Cu/Al<sup>14,21-26</sup>、Cu/Ta<sup>14,20</sup>、Cu/Fe<sup>14,27-32</sup>、Cu/Mo<sup>14</sup>、Cu/Sn<sup>14</sup>、Cu/Ti<sup>14</sup>、Steel/Ti<sup>5,14,33-37</sup>、Ti/Zr<sup>14</sup> 等の接合が成されている。また金属ガラスと金属を接合した例も報告されている<sup>38-40</sup>。爆発圧接法により、平板のみならずパイプやロッドのような円筒形状の金属・合金の接合が可能である。

爆発圧接材の代表的な用途としては、船舶構造用 Al/Steel 異材継手や、高腐食性溶液を扱うプラントや核燃料再処理プラントの配管に用いられる Zr/Steel 異材継手が挙げられる<sup>41</sup>。Fig.1-1 に示すように、異材継手を船舶のアルミニウム合金製の上部構造と鋼船体との接合に利用すると、従来のリベットやボルト結合法と比較して結合作業が極めて容易となる。また、本構造用異材継手が用いられることによって、船舶の上部構造体にアルミニウム合金を使用することができるため、船舶の軽量化・高速化に貢献できる<sup>41</sup>。

また、爆発圧接を利用することにより、Fig.1-2 に示すようなロータス金属部材(一方向に多数の穴構造を有する金属材料)の開発が行われており、高いエネルギー吸収性や熱交換性を持つ機能性材料の製造法として期待されている<sup>42</sup>。

爆発圧接法の重要な特徴は、熔融溶接、熱間圧接や冷間圧接等と比べ、極めて接合強度が大きいことに加え<sup>43</sup>、数 m<sup>3</sup> 程度の大きな接合材を作製できることである<sup>44</sup>。例えば、旭化成株式会社の BA クラッド®のホームページには、接合材の総量が 30 トンを超えなければ、接合材を作製する上で母材の厚みに制限はないと記載されている<sup>45</sup>。このように幅広い金属の組合せの異種金属接合が可能であり、かつ数 m<sup>3</sup> クラスの大型の異種金属接合材を作製できる

固相接合法は、本研究で取り扱う爆発圧接法のみである。

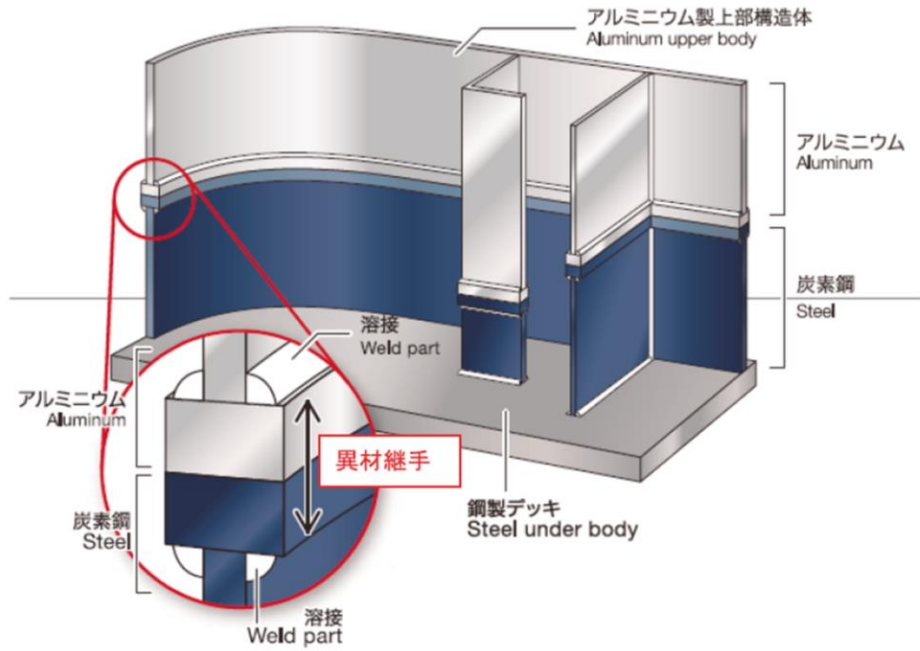


Fig.1- 1 Application of the dissimilar metal joint for ship<sup>41</sup>.

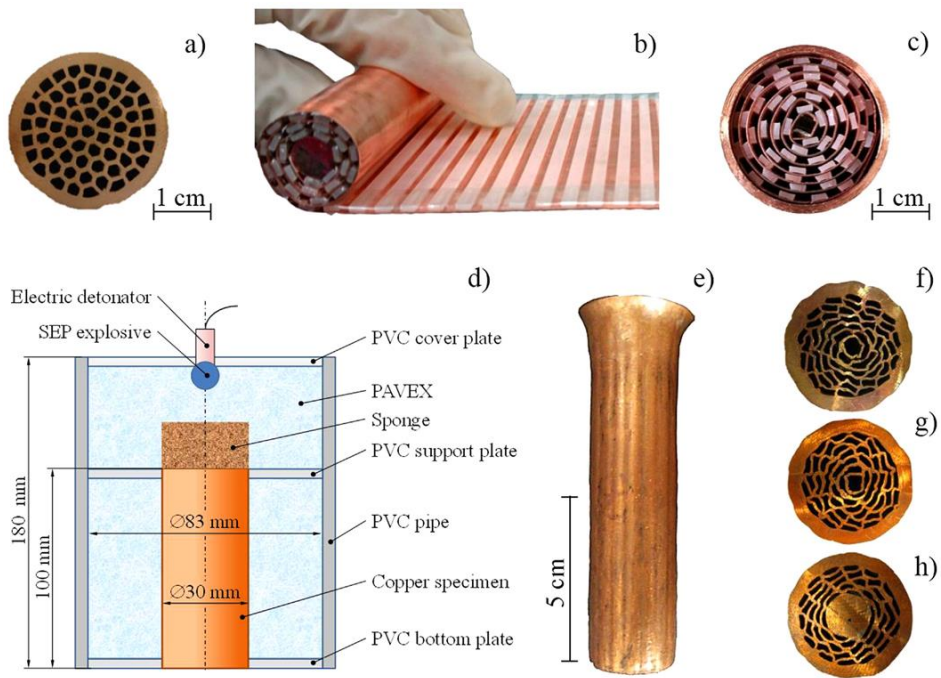


Fig.1- 2 Original UniPore structure made of explosive compacted copper pipes (a), rolling of copper foil with acrylic spacer bars (b), rolled foil inserted into the copper tube (c), experimental assembly for explosive compaction (d), recovered sample after compaction (e), structure with internal wall thickness of 0.3 (f) and 0.4 mm without (g) and with centre copper core (h)<sup>42</sup>.

## 1.2. 爆発圧接に関する従来の研究

爆発圧接の歴史は長く、発明から現在までの数十年に渡って、多くの研究がなされている。従来の研究の多くは実験的手法を基にしたものであるが、近年ではコンピューターの性能向上により数値解析手法を用いた研究も行われるようになってきている。ここでは、爆発圧接法に関する (I)爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程、(II)メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程、(III)接合界面の昇温過程、(IV)接合界面の冷却過程、(V)中間層の生成過程等、爆発圧接に係る事象の項目別に、従来の実験的手法ならびに数値解析的手法による研究について整理する。

### 1.2.1. 実験的手法を用いた研究

#### (I) 爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程

爆発圧接法は、爆薬の爆轟を利用して金属板同士を数百 m/s の高速で傾斜衝突させ、数  $\mu\text{s}$  ～数十  $\mu\text{s}$  という極短時間で接合する方法である<sup>4</sup>。Fig.1-3 に爆発圧接法の模式図を示す<sup>46</sup>。上側の金属板 (Flyer plate) 上に設置した爆薬に着火すると、爆轟により板材が変形し、一方の金属板 (Parent plate) に衝突速度  $V$ 、衝突角度  $\beta$  で高速傾斜衝突する。衝突点からはメタルジェット(Re-entrant jet)が放出され、これにより衝突面に清浄面が現れ、その面が衝突の圧力により圧接される<sup>4</sup>。このとき接合界面近傍の圧力は、数 GPa～数十 GPa に達する<sup>46</sup>。

爆発圧接法で板同士を接合するには、衝突点の移動速度  $V_c$  が、Flyer plate と Parent plate に使用する金属の音速(多くの金属で 3000~5000m/s)以下でなければならないとされている<sup>4,46</sup>。Fig.1-3 に示すような、Flyer plate と Parent plate を平行に設置した場合(平行法)、 $V_c$  は、爆薬の爆轟速度  $V_D$  と等しくなる。プラスチック爆薬を用いると  $V_D$  が 6000~7000m/s を超えてしまうため、爆発圧接には、 $V_D$  が 2000~3000m/s と比較的遅い Anmonium Nitrate Fuel Oil(ANFO)をベースにした爆薬がよく用いられる<sup>24,47-49</sup>。

爆発圧接法で作製した接合材の接合界面には Fig.1-4 のような、特徴的な波状界面が形成される。Bahrani らや恩沢らは、Fig.1-5 に示すように、Flyer plate に平板を、Parent plate に半円柱を用い、衝突角度が徐々に変化する爆発圧接材の接合界面を観察している。その結果、衝突角度により界面形態が変化することを報告している<sup>50,51</sup>。

Flyer plate が傾斜衝突する際の衝突速度  $V$  と衝突角度  $\beta$  は、界面形態を決定する重要なパラメーターである<sup>4,52</sup>。Flyer plate の  $V$  と  $\beta$  によって界面形態が波状界面あるいは平坦な界面へと変化する。爆発圧接における  $V$  あるいは  $V_c$  と、 $\beta$  をパラメーターとし、接合の可否をまとめた図を Welding window と呼んでいる。Fig.1-6 に過去に報告された Cu/Cu, Cu/Steel, Al/Cu の Welding window を示す。ここでは縦軸が  $V$ 、横軸が  $\beta$  である。Welding window には接合の可否だけでなく、界面形態(波状あるいは平坦)の情報も含まれている。Fig.1-7 は縦軸を  $\beta$ 、横軸を  $V_c$  として描いた Welding window である。これは、接合の可否と界面形態に加え、ジェットの有無や融解層の有無の情報も含まれる Welding window の概念図である<sup>53,54</sup>。

接合中の Flyer plate の  $V$  と  $\beta$  を実験的に測定することは非常に困難である。よってこれらは経験式から求める場合が多い<sup>46,55</sup>。経験式としては、Cowan らが提唱したものがある。こ

これは Flyer plate が爆轟による圧力を受けるのは爆轟点近傍のみで、その他の部分は等速で飛翔するという仮定<sup>56</sup>に基づき  $V$ ,  $V_D$ ,  $\beta$  ならびに Flyer plate の初期傾斜角度  $\alpha$  の幾何学関係 ( $V=V_D\sin(\beta+\alpha)/2$ ) を表したものである。この幾何学関係に、Deribas らが提唱した Flyer plate の密度  $\rho$ , Flyer plate の厚み  $t$ , 単位面積当たりの爆薬の重量  $m$ , ならびに  $V_D$  と  $V$  との関係式<sup>57</sup> を連立させることで、 $V$  と  $\beta$  を求める。経験式を用いた  $V$  と  $\beta$  の算出方法については、第2章で詳しく述べる。

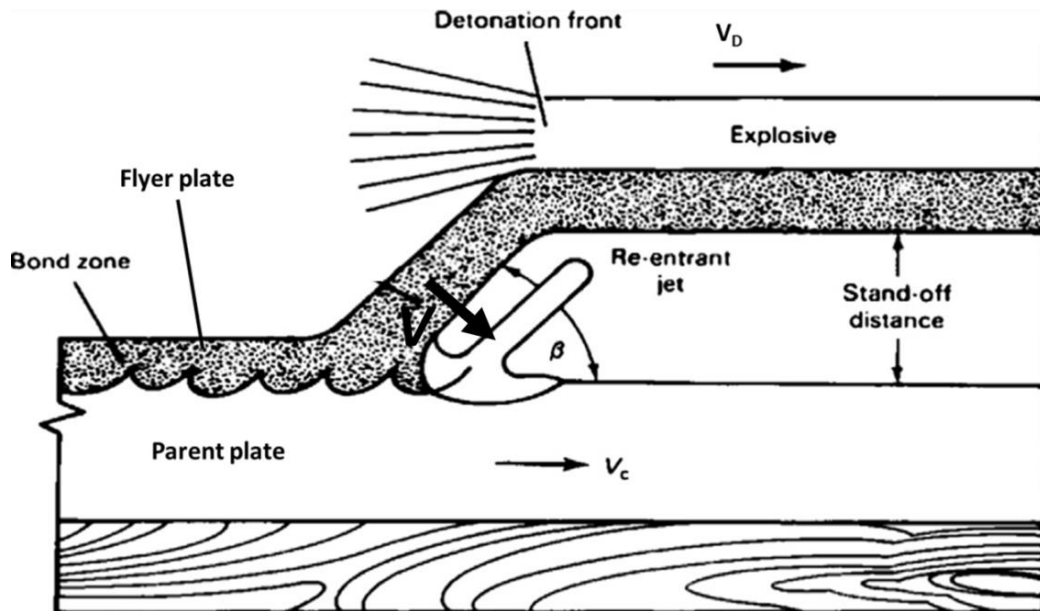


Fig.1- 3 Schematic illustration of the explosive welding<sup>46</sup>.

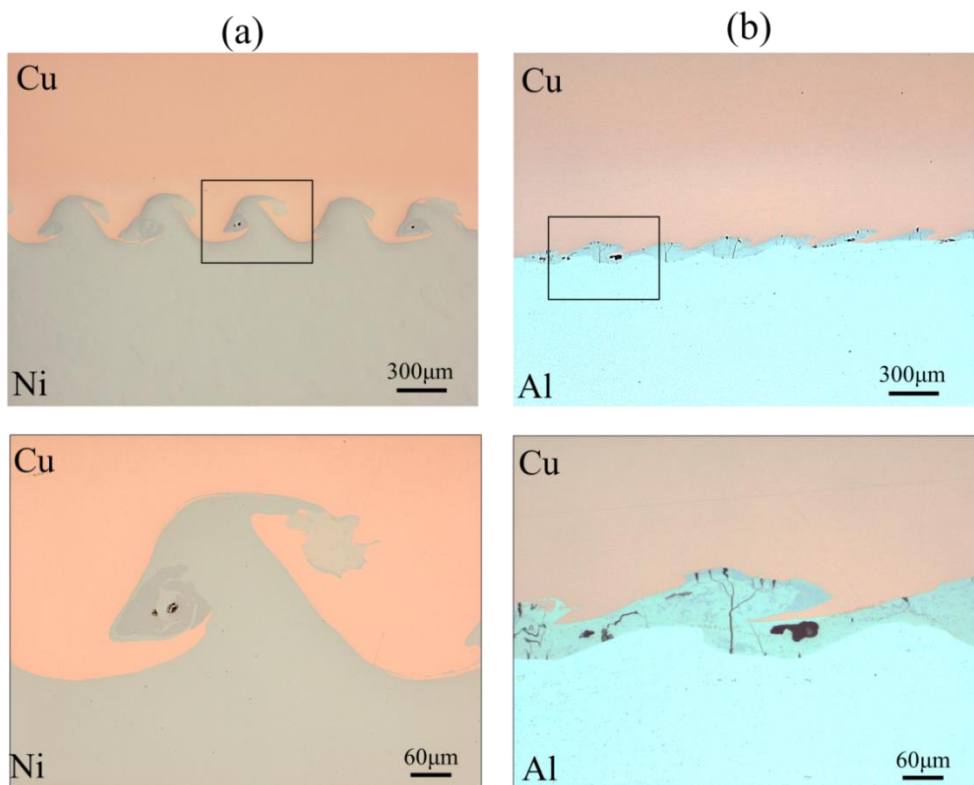


Fig.1- 4 Characteristic wavy interface morphologies of explosive welded joint (a)Cu/Ni and (b)Cu/Al.

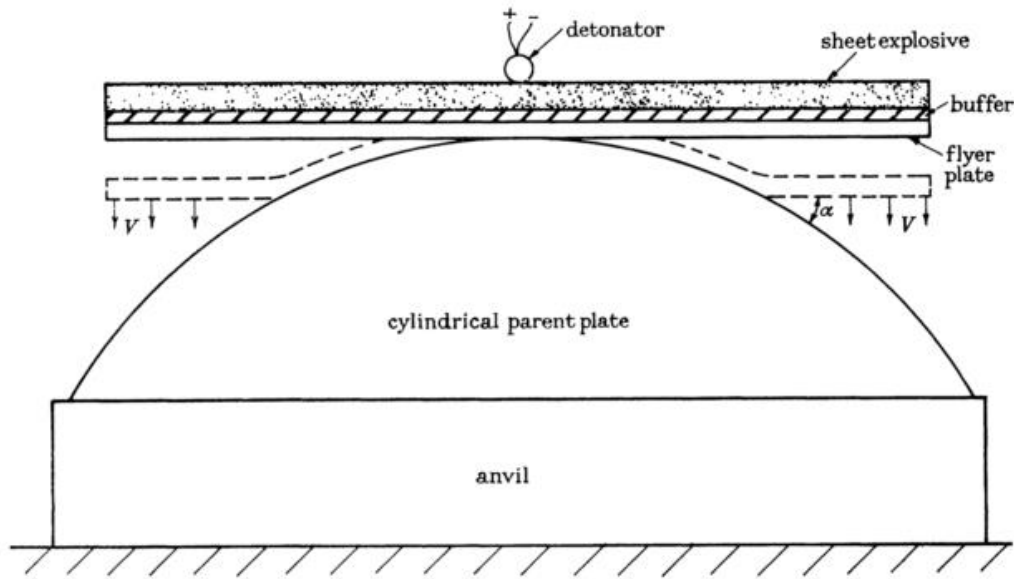


Fig.1- 5 Arrangement with semi-cylindrical parent plate<sup>51</sup>.

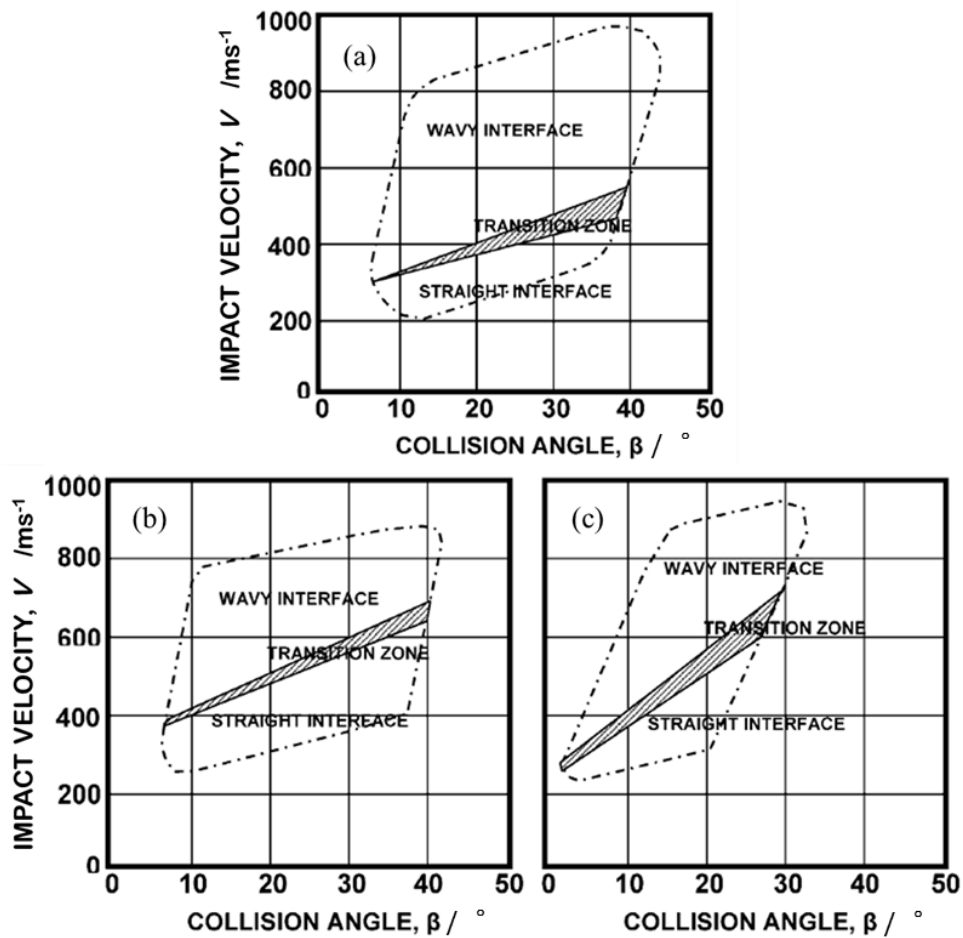


Fig.1- 6 Welding window between  $V$  and  $\beta$ ; (a)Cu/Cu, (b) Cu/Steel, (c) Al/Cu<sup>4,52</sup>

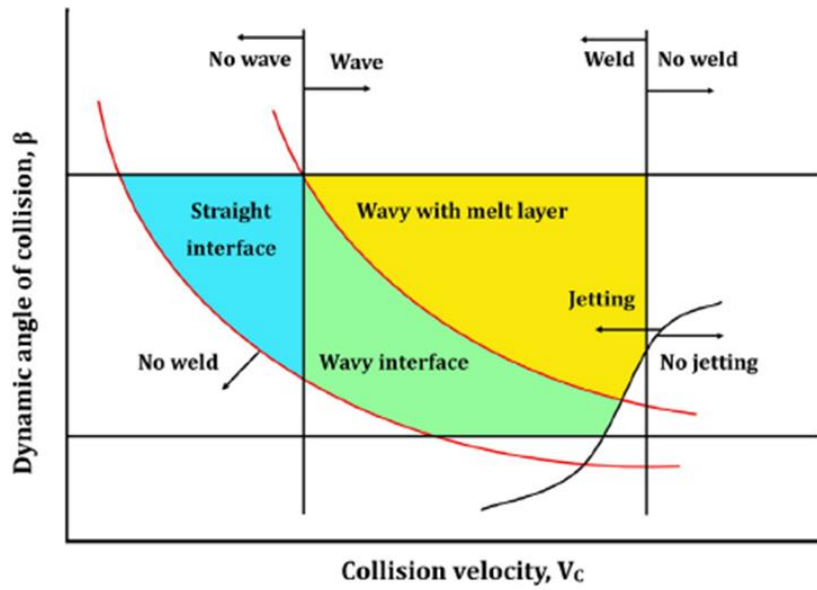


Fig.1- 7 Welding window between  $V_c$  and  $\beta^{54}$ .

爆発圧接材の波状界面形態を決定する重要なパラメーターとしては、 $V$ や $\beta$ のほか、Flyer plate と Parent plate の金属の密度差がある。恩沢らは、Ag, Al, Co, Cu, Fe, Mo, Nb, Ni, Pb, Sn, Ta, Zr 等の金属の組合せで異種金属爆発圧接材を作製し、Fig.1- 8 のように、Flyer plate と Parent plate の密度差と波状界面の関係をまとめている<sup>14</sup>。Fe/Fe, Co/Ni, Ni/Fe, Cu/Fe のように同種金属や両金属の密度差が小さい異種金属の組合せの場合は、正弦波状の波状界面となる。一方、Fe/Ti, Ta/Fe, Cu/Al のように両金属の密度差が大きい異種金属の組合せの場合には、トリガー状の波状界面となる。

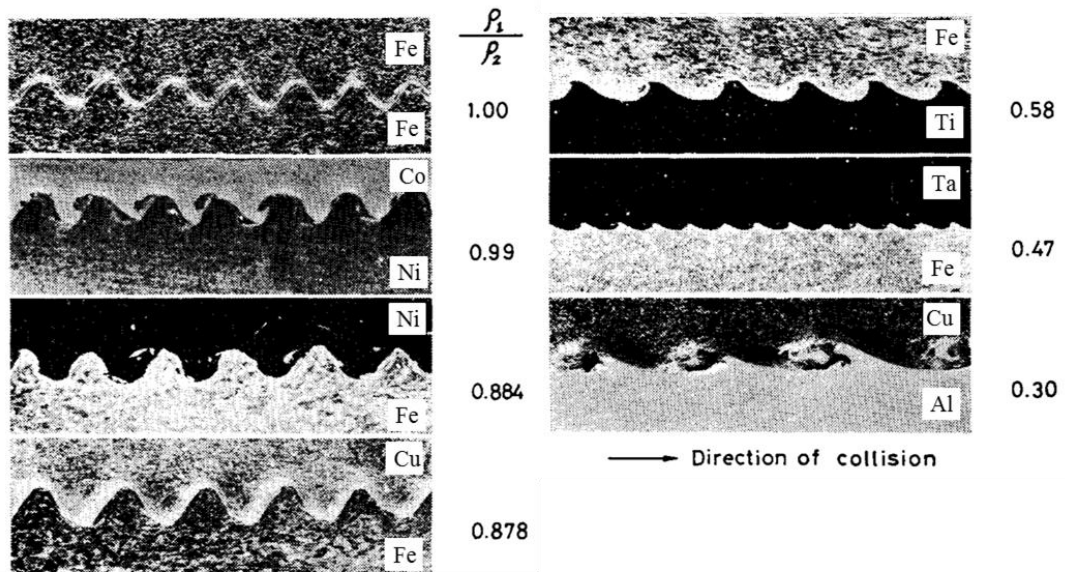


Fig.1- 8 Explosive welded interface of dissimilar metals. ( $\rho_1$ : Density of parent plate,  $\rho_2$ : Density of Flyer plate)<sup>14</sup>.

## (II) メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程

Cowan らは爆発圧接において、金属が衝突し接合する状態を完全流体の衝突とみなし、同種金属(密度差なし, あるいは小)と異種金属(密度差大)のメタルジェットの放出挙動の違いについて検討している. 彼らは Fig.1-9 に示すように, メタルジェットの放出方向が密度差によって変化することを予測した<sup>56</sup>.

メタルジェットは数千 m/s の高速で飛翔する. メタルジェットを観察するには特殊な手法が必要であることから, メタルジェットについて実験的に検討した例は非常に少ない. 恩沢らは高速度カメラとアルゴンフラッシュを利用し, 種々の金属の組合せにおいてメタルジェットの放出挙動をその場観察している<sup>14</sup>. 恩沢らは Fig.1- 10 に示すようにメタルジェットは密度の大きい金属表面に沿って放出されると述べている. またメタルジェットは液相状態であると述べている. しかし, メタルジェットの組成については言及していない<sup>14</sup>. 爆発圧接ではなく, 電磁力衝撃圧接ではあるが, 渡邊らも高速度ビデオカメラを用いてメタルジェットの撮影に成功している<sup>58</sup>. しかし, メタルジェットの状態や組成に関しては検討していない.

柿崎らは, Cu/Al, Cu/Ni の爆発圧接時に放出されるメタルジェットを, 炭素鋼ブロックに衝突させて捕捉し, そのメタルジェットの組成を XRD で分析している. その結果, Cu/Al 接合材の場合, メタルジェットの主成分は Al であること, Cu/Ni 接合材の場合は, Cu と Ni の両成分が含まれることを明らかにしている<sup>59</sup>.

次に, 波状界面の形成メカニズムに関する過去の研究について述べる.

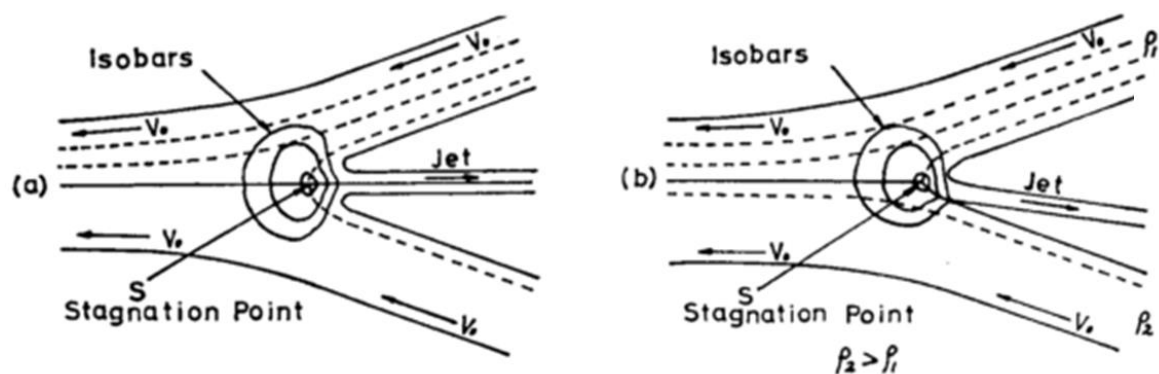


Fig.1- 9 Flow pattern for jetting collision of (a) similar metal combination and (b) dissimilar metal<sup>56</sup>.

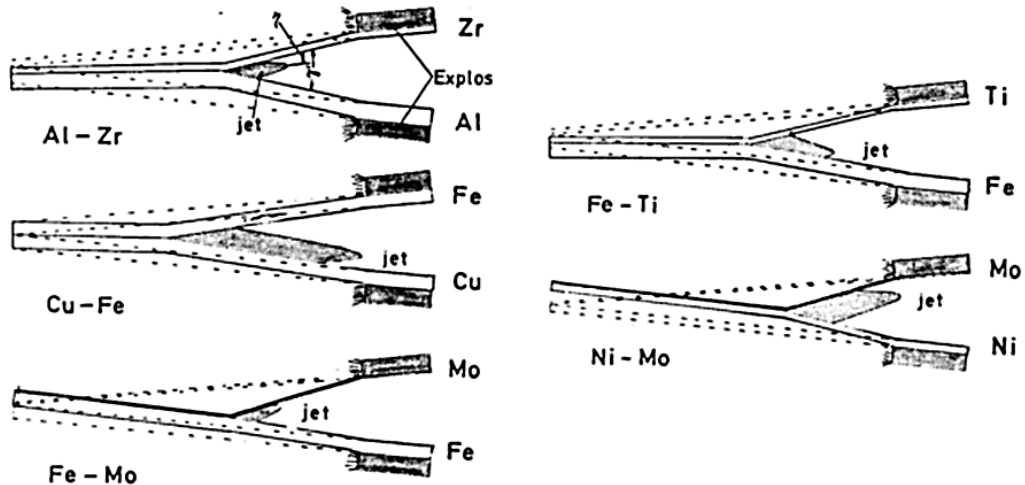


Fig.1- 10 Schematic illustration of the metal jet emission<sup>60</sup>.

爆発圧接における波状界面形成については、これまで種々のメカニズムが提唱されているが、大きく次の4つに分けることができる。

(1) 1960年代に Bahrani らが提唱した、衝突点前方で形成される盛り上がり(こぶ)が接合界面に対して上下運動することにより、波状界面が形成されるという説<sup>51</sup>。この波状界面形成メカニズムは Indentation mechanism と呼ばれている。

(2) 1968年に Hunt らや Robinson らが提唱した、前方に放出されたメタルジェットと Parent plate の間で Kelvin-Helmholtz 不安定性が生じることにより波状界面が形成されるという説<sup>61</sup>

(3) 1971~1974年に提唱された、カルマン渦列が生じることにより波状界面が形成されるという説。カルマン渦列は、流れの中に障害物を置いた時、その後方に交互にできる渦の列である。この説では、衝突により高圧状態となった金属が流体的挙動を示し、さらによどみ点である衝突点が障害物になるとしている<sup>50,62,63</sup>。

(4) 2005年に Drennov らが提唱した、界面で大きなせん断が生じ、せん断不安定性が発生することにより波状界面が形成されるという説<sup>64,65</sup>。

今日に至るまで、波状界面の形成メカニズムについて多くの議論がなされているが、いまだ統一的な見解はないのが現状である。

### (III) 接合界面の昇温過程

爆発圧接においては、金属の組合せによって接合界面近傍に中間層(例えば金属間化合物)が生成することが知られている。これまでに、Cu/Al, Al/Steel, Cu/Ta, Al/Ta, Fe/Ag, Al/Ni, Steel/Ti, Steel/Ta 等の接合界面に中間層が観察されている<sup>9,12,20,22,66-68</sup>。爆発圧接材の接合界面では、温度が上昇すると考えられている。過去の研究により、Cu/Al, Al/Fe, Fe/Ag の中間層内には、Fig.1- 11 に示すようなデンドライト晶が観察されている<sup>9,12,20,66,69</sup>。このことより、爆発圧接材の中間層は接合界面の一部が局所的に融解し、その領域が凝固することで生成すると考えられている。爆発圧接法は固相接合法に分類されるが、このように接合界面の一部は溶融する可能性がある。

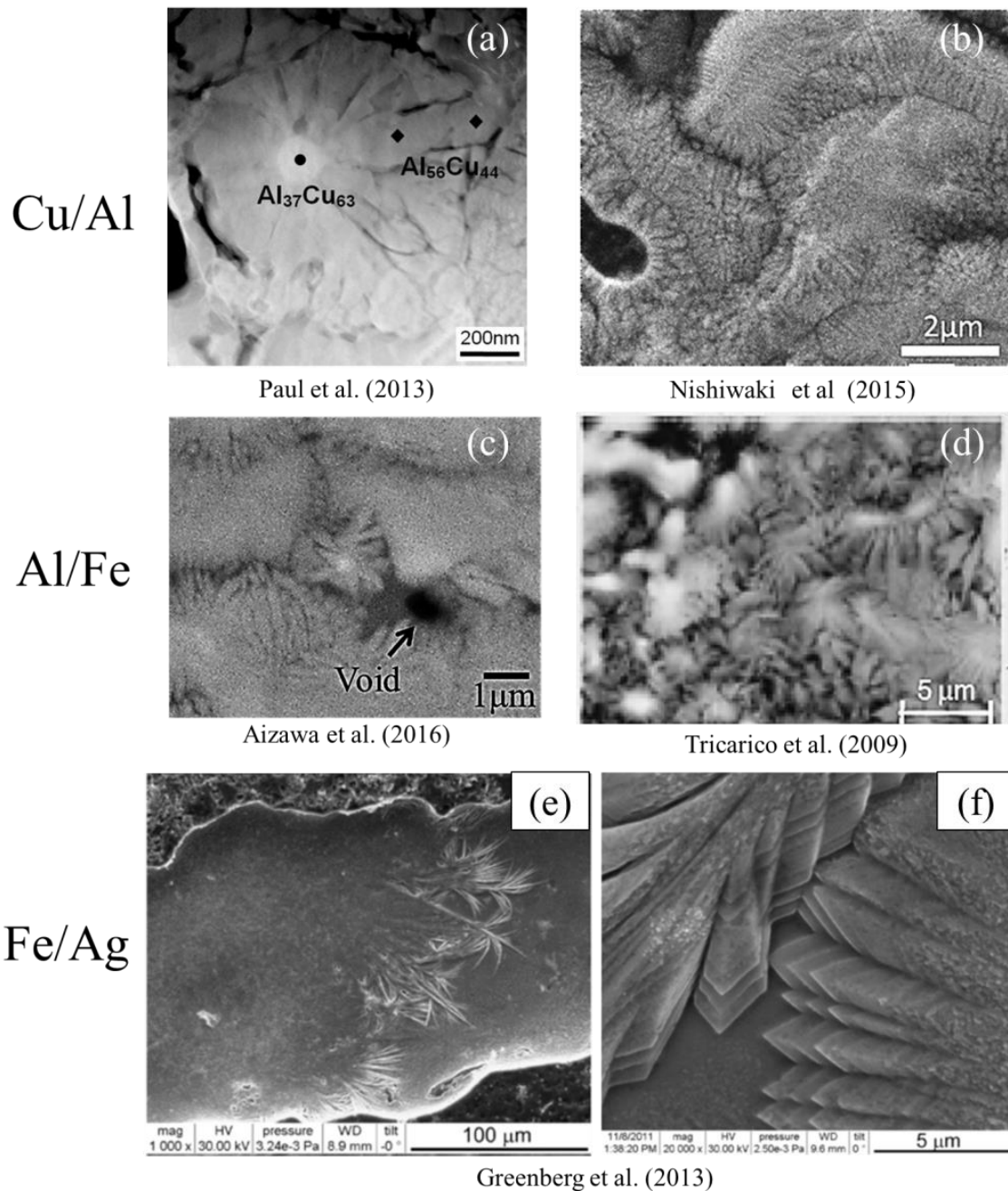


Fig.1- 11 (a)TEM and (b~f)SEM image of the dendrite structure in the intermediate layer for dissimilar metals<sup>9,12,20,66,69</sup>.

Paul らは、Cu/Al 爆発圧接材の接合界面の中間層を SEM と TEM で詳細に観察した。その結果、中間層はCu と Al の金属間化合物と準安定相が混在した組織であると報告している<sup>66</sup>。恩沢らも種々の異種金属の接合界面に生成した中間層の組成を X 線マイクロアナライザーで分析し、中間層が金属間化合物で構成されること、一部にはアモルファス相が観察されることを報告している<sup>70</sup>。

恩沢は、接合界面の温度上昇に関しては、金属の塑性変形による影響が大きいと推測している。しかし温度上昇がどの程度の範囲で生じているのか、また波状界面のどの位置で生じ

るかについては不明であると述べている<sup>71</sup>。爆発圧接材の接合界面の温度変化を実験的に測定することは極めて困難であることから、これまで界面温度の実測値は報告されていない。

#### (IV) 接合界面の冷却過程

接合界面の温度上昇は波状界面形成時に生じると考えられるが、Flyer plate と Parent plate の衝突が完了し、波状界面の形成が終了した後は、接合界面で冷却が生じる。Paul らは、中間層内に準安定相が含まれていることから、接合界面の冷却速度は非常に大きいと推測している<sup>66</sup>。Crossland らは、爆発圧接材の接合界面の組織観察結果を基に、接合界面の冷却速度は $10^5 \sim 10^6 \text{K/s}$ であると述べた。ただし、接合に供した金属の種類や組織については定かではない<sup>4</sup>。

接合界面の冷却速度は接合界面の中間層生成に関して議論する上で非常に重要な情報であるが、その実験的測定が困難であることから、接合界面の温度変化と同様、その報告例は極めて少ない。

#### (V) 中間層の生成過程

波状界面が形成される際、接合界面で生じる温度上昇によって、接合界面では局所的に融解する領域が生じると考えられる。この局所融解領域がその後冷却されることで凝固し、中間層が形成すると考えられる。しかし、接合界面に生成される中間層が、どの場所に、どの程度、どのようにして生成するかについては、これまで明らかになっていない。

このように、実験的な手法で(I)~(V)のような接合界面で生じる現象について検討されているが、(III)~(V)については測定や観測が困難なことから未だ不明な部分が多く、特に、(IV)と(V)については、ほとんどわかっていない。

### 1.2.2. 数値解析手法を用いた研究

1.2.1 で述べたように爆発圧接については、これまで実験的手法により多くの検討がなされている。しかし、実験的に測定、観察することが困難な現象を多く含むため、未だその全貌は不明である。そこで近年では、数値解析を用いた検討が行われるようになってきた。よって次に数値解析的手法を用いた爆発圧接に関する研究について、1.2.1 と同様 (I)~(V)の項目別に整理して示す。

#### (I) 爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程

爆轟を受けた Flyer plate の衝突速度、 $V$ と衝突時の Flyer plate と Parent plate の衝突角度、 $\beta$ は、界面形態を決定する重要なパラメーターである。先に述べたように、過去の研究では、 $V$ と $\beta$ は、Cowan らの幾何学関係式と Deribas の式を連立させて求められることが多い。しかし、その経験式を用いず、数値解析を用いて爆薬の爆轟とそれに伴う Flyer plate と Parent plate の衝突過程を検討している例もある。Mousavi らは、種々の金属の組合せで爆薬の爆轟解析から $V$ と $\beta$ を求めた。Fig.1- 12 に、解析に使用した解析モデルと爆薬の爆轟過程を示す。この解析モデルのソルバーは ALE で、爆薬の爆轟と、それに伴う Flyer plate の変形挙動(衝突過程)

を再現したものである．彼らは爆薬の爆轟の再現に広く用いられている Jones-Willkins-Lee(JWL)状態方程式では，低爆轟速度(2000m/s 程度)の爆薬のモデル化はできないと述べ，その代わりに Willamsburg 状態方程式を用い低爆轟速度の爆薬をモデル化し，解析を行っている<sup>72</sup>．

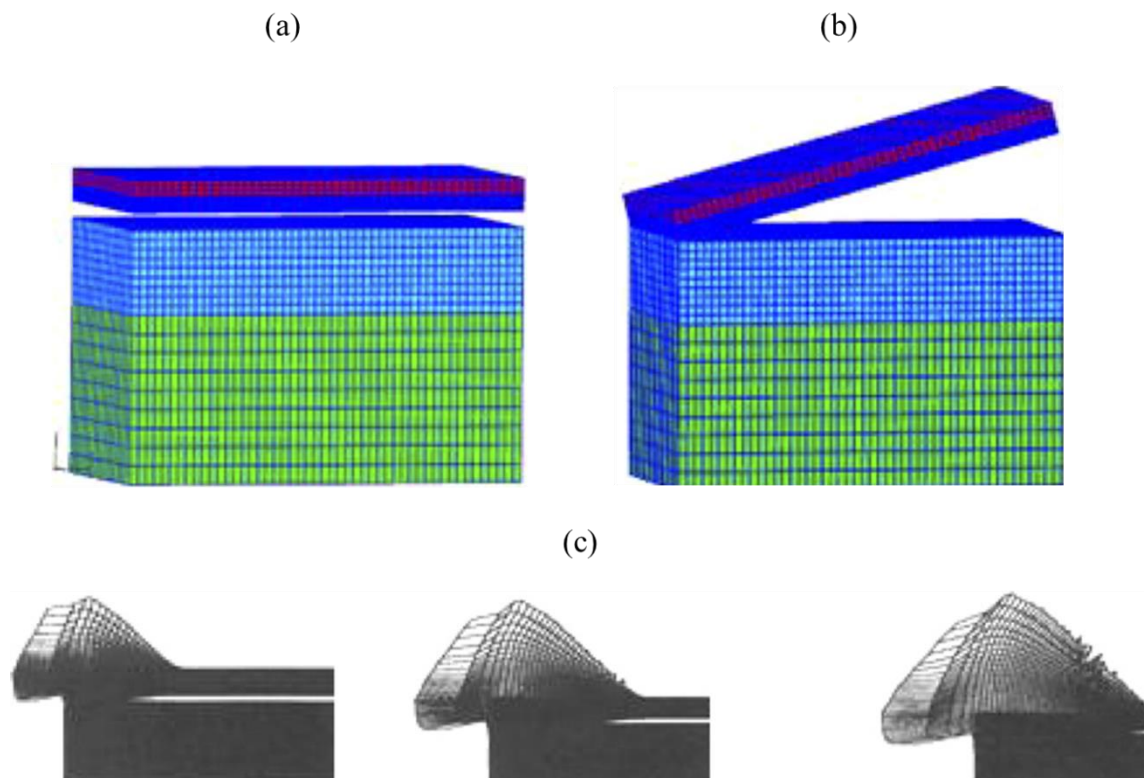
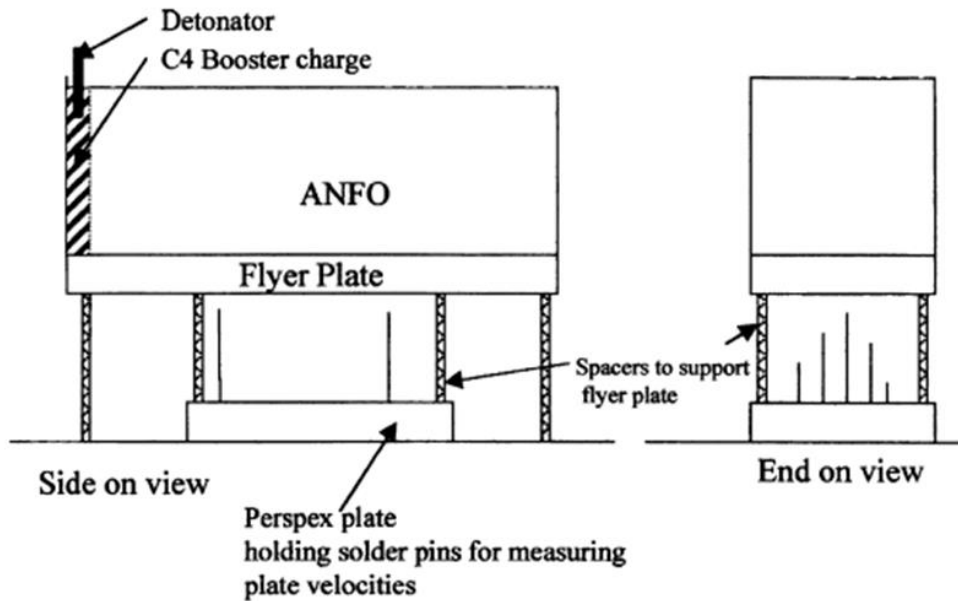


Fig.1- 12 (a) Parallel geometry arrangement, (b) Incline arrangement and (c) Stage in simulation of parallel explosive welding using ANFO.

また彼らは，数値解析結果を検証するため，Flyer plate の  $V$  を実験的に測定している．Fig.1-13 は  $V$  の測定方法を示している．Parent plate に高さが異なる(3~21mm)6 つの Pin を設置し，爆薬を爆轟させ，Flyer plate を Parent plate に衝突させる．高さの違うそれぞれの Pin に Flyer plate が衝突すると，衝突シグナルがオシロスコープに出力される．このようにして各 Pin の衝突シグナルの時間間隔と各 Pin の高さの差から，Flyer plate の  $V$  を求めている．次に 1 と 2 の Pin の間隔(21mm)と 1 と 2 の Pin のシグナルの時間間隔から  $V_D$  を求め，測定した  $V$  を Cowan らの提唱した幾何学式( $V=V_D \sin(\beta/2)$ )に代入して  $\beta$  を求めている．そして，数値解析で求めた  $V$  と  $\beta$  が，実験的に測定したそれらの値とよく一致することを示している<sup>5,35,37,73-77</sup>．



(a)

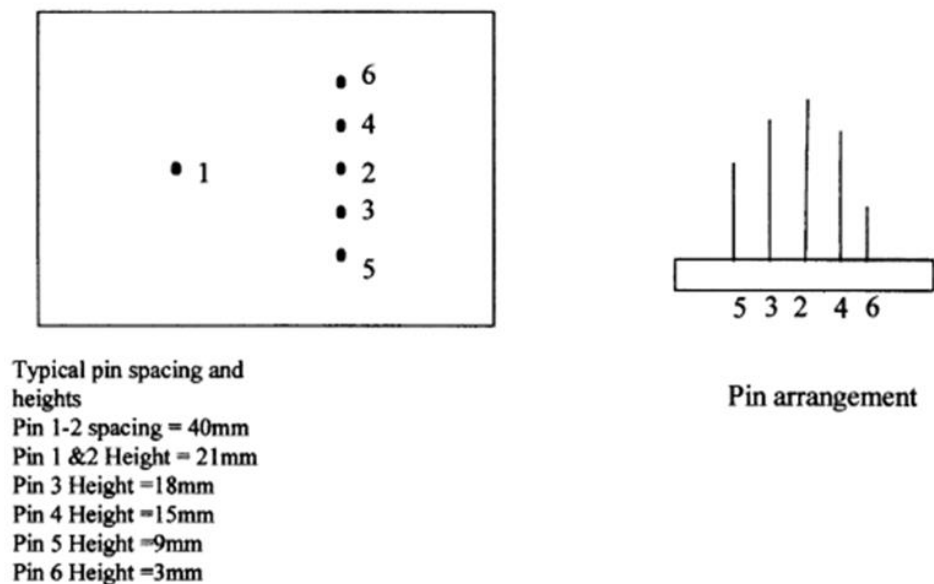


Fig.1- 13 Pin contact method for measuring flyer plate velocities. (a) Experimental arrangement, (b) pin arrangement<sup>35</sup>.

(II) メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程

爆発圧接において、メタルジェット放出挙動と波状界面の形成過程は非常に重要な要素であるため、これまで多くの検討がなされている。

Mousavi らは Euler 法を用いて、 $V=584\text{m/s}$ 、 $\beta=15^\circ$ で衝突する Ti/Steel と Steel/Steel の接合界面を再現し、接合界面の圧力、温度、ひずみ速度を求めている。その結果、衝突点近傍の圧力が 15GPa、温度が 1000K 程度、ひずみ速度が  $10^6\text{s}^{-1}$  オーダーとなることを報告している<sup>77</sup>。

田中は SPH 法を用いて、 $V=800$  ならびに  $1000\text{m/s}$ 、 $\beta=12^\circ$ で衝突する Al/Al、Al/Cu の界面形

態を再現し、その際の接合界面の最大圧力が 70GPa であると述べている<sup>78</sup>。

柿崎らは SPH 法を用いて、 $V=150, 250$  ならびに  $400\text{m/s}$ 、 $\beta=15^\circ$  で衝突する Al/Al, Al/Cu, Al/Ni, Al/Mg ならびに Cu/Ni の波状界面形成挙動とメタルジェットの放出挙動を再現している。彼らは、衝突点からメタルジェットとして放出される SPH 粒子に注目し、メタルジェットが、密度の小さい金属から密度の大きい金属の表面に沿って放出されることを明らかにしている。

Wang らは SPH 法を用いて、 $V=600$  ならびに  $1000\text{m/s}$ 、 $\beta=10, 20^\circ$  で衝突する Al/Ti, Steel/Cu, Cu/Steel の界面での波状界面形態、塑性ひずみ分布、圧力分布について調査している<sup>79</sup>。各接合材の界面にはトリガー状の波状界面が形成され、また、界面近傍の塑性ひずみは 300~500% に、衝突点付近の圧力は 1~5GPa に達すると報告している。

Li らは SPH 法を用いて、 $V=408\sim 1115\text{m/s}$ 、 $\beta=13^\circ$  で衝突する Steel/Steel の波状界面形成中の圧力変化、温度変化について調べている<sup>79</sup>。波状界面の形成過程が Bahrani らの示した Indentation mechanism とよく一致すること、接合界面近傍の最大圧力は  $V=408\text{m/s}$  の時は 10GPa、 $V=1115\text{m/s}$  の時は 20GPa を超えることを示している。また温度が接合界面近傍で上昇し、一部では Steel の融点以上まで上昇するため、そこで融解が生じると述べている。

Nassiri らは ALE 法と SPH 法を用いて、 $V=350\text{m/s}$ 、 $\beta=16.8^\circ$  で衝突する A6061-T6/A6061-T6 接合材の波状界面を再現している。ALE と SPH 法の各々で再現した波状界面形態、温度、せん断応力を比較し、その結果両手法でよい一致が得られると報告している。さらに界面温度が 400~410°C まで上昇すること、せん断応力が 317~370MPa に達することを報告している<sup>80,81</sup>。

相澤らは SPH 法で、 $V=700\text{m/s}$ 、 $\beta=15^\circ$  で衝突する Al/Fe の波状界面形成過程を再現した。さらに接合界面の温度分布から、局所融解領域の位置を特定し、その領域内に存在する Al と Fe の SPH 粒子の比率を求めることで局所融解領域の組成を推定し、実験結果と比較している<sup>9</sup>。

Sapanathan らは ALE 法で Al/Al の波状界面を再現している。なお、 $V$  と  $\beta$  については不明である。渦部の温度が 500°C 以上に達することを示し、実際の Al/Al の接合界面の渦部にはボイドが観察されることから、このボイドは渦部の温度上昇によって生じたものであると述べている<sup>82</sup>。

以上述べたように、衝突点からのメタルジェットの放出挙動を Euler 法や ALE 法を用いて再現することは難しいが SPH 法を用いれば明瞭に再現できると考えられる。

### (III) 接合界面の昇温過程

波状界面形成時の温度変化についてもいくつかの検討がなされている<sup>9,75,79-82</sup>。Chen らは MD 法を用いて、 $V=1616, 1649, 1700\text{m/s}$ 、 $\beta=21.8, 25, 28.1^\circ$  で衝突する Al/Cu 接合界面の圧力変化、温度変化ならびに拡散現象について解析している<sup>83</sup>。この数値解析では、波状界面やメタルジェットは再現されていないが、衝突点の圧力が約 35GPa、温度は約 1200K に達することが報告されている。

外本らは Al 合金/Stainless steel の爆発圧接材について、1次元の有限差分法を用いて爆発圧接中の Flyer plate の速度変化を求めている。そして衝突中の Flyer plate の運動エネルギーが界

面近傍の大きな変形によって消費されることにより、接合界面で温度上昇が生じ、中間層が生成すると述べている<sup>84</sup>。ただし、具体的な温度は示されていない。

Mousavi, 田中, Wangi, Chen らによって、衝突界面では圧力が数 GPa～数十 GPa に達することが報告されている<sup>77-79,83</sup>。さらに Chen らや柿崎らは、衝突界面での圧力上昇によって、物質の融点が増加する可能性について指摘している<sup>59,83</sup>。これまで、爆発圧接時の衝突界面の圧力上昇に伴う融点の変化について検討した例はないが、接合界面の局所融解について議論するには、接合界面の温度変化と融点変化を併せて検討することは必須の要件であると考えられる。

接合界面の温度上昇は、波状界面形成に伴う塑性変形(加工発熱)と衝突による金属の圧縮により生じると考えられる。接合界面の温度上昇は、波状界面形成に伴う塑性変形の影響が主な要因であると考えられている<sup>70,84,85</sup>。しかし、接合界面の圧力は数 GPa から数十 GPa のレベルまで急激に増加することから、急激な圧力上昇によって生じる圧縮(熱力学的仕事:  $p\Delta V$ )の影響は決して無視できないはずである。しかし、この熱力学的仕事と接合界面の温度上昇の関係について検討した例はなく、今後取り組むべき課題のひとつであると考えられる。

#### (IV) 接合界面の冷却過程

電磁圧接ではあるが、Sapanathan らは ALE 法を用いて、Al/Al 接合材の接合界面近傍での冷却速度は  $10^9\text{K/s}$  オーダーであることを報告している<sup>86</sup>。接合界面の冷却速度について検討している研究は非常に少なく、特に爆発圧接材の冷却速度について数値解析的手法を用いて検討した例はない。

#### (V) 中間層の生成過程

爆発圧接材の接合界面で生じる中間層の生成過程について、これまで数値解析を用いて検討された例はない。

以上に示したように、(I)～(III)については、実験的手法と数値解析的手法の両手法を用いて検討されているが、(IV)に関する検討は実験的手法で行われているのみであり、(V)については、これまでほとんど検討されていない。よって、(IV)と(V)についての知見が少なく、接合界面において中間層が、どの場所に、どの程度、どのようにして生成するかについては未だ明らかになっていない。

## 2. 異種金属爆発圧接材の機械的特性に及ぼす接合界面の中間層の影響

接合界面に中間層が形成される場合、接合材の機械的特性や物理的特性が低下することが報告されている<sup>12,21,54,84</sup>。先行研究において、実験条件(爆薬量、板材の間隔、初期傾斜等)を変化させることで Fig.1- 14 に示すような、5 つの異なる界面形態を持つ Cu/Al 爆発圧接材(A～E)を作製した<sup>23</sup>。

A と B では、ほかの衝突角度に比べ、大きな振幅と波長をもつ波状界面が形成されており、波の頭頂部にのみ中間層が観察された。一方、C と D では、接合界面に沿って厚さ  $100\sim 200\mu\text{m}$

の中間層が形成されていた。Cについては、衝突面の60~70%の範囲で接合されていたが、Dについては、接合されていたのは衝突面の20%であった。Eでは、両板は接合されておらず、衝突面全面で剥離が生じていた。また、剥離面には多くのボイドを含んだ中間層が観察された。

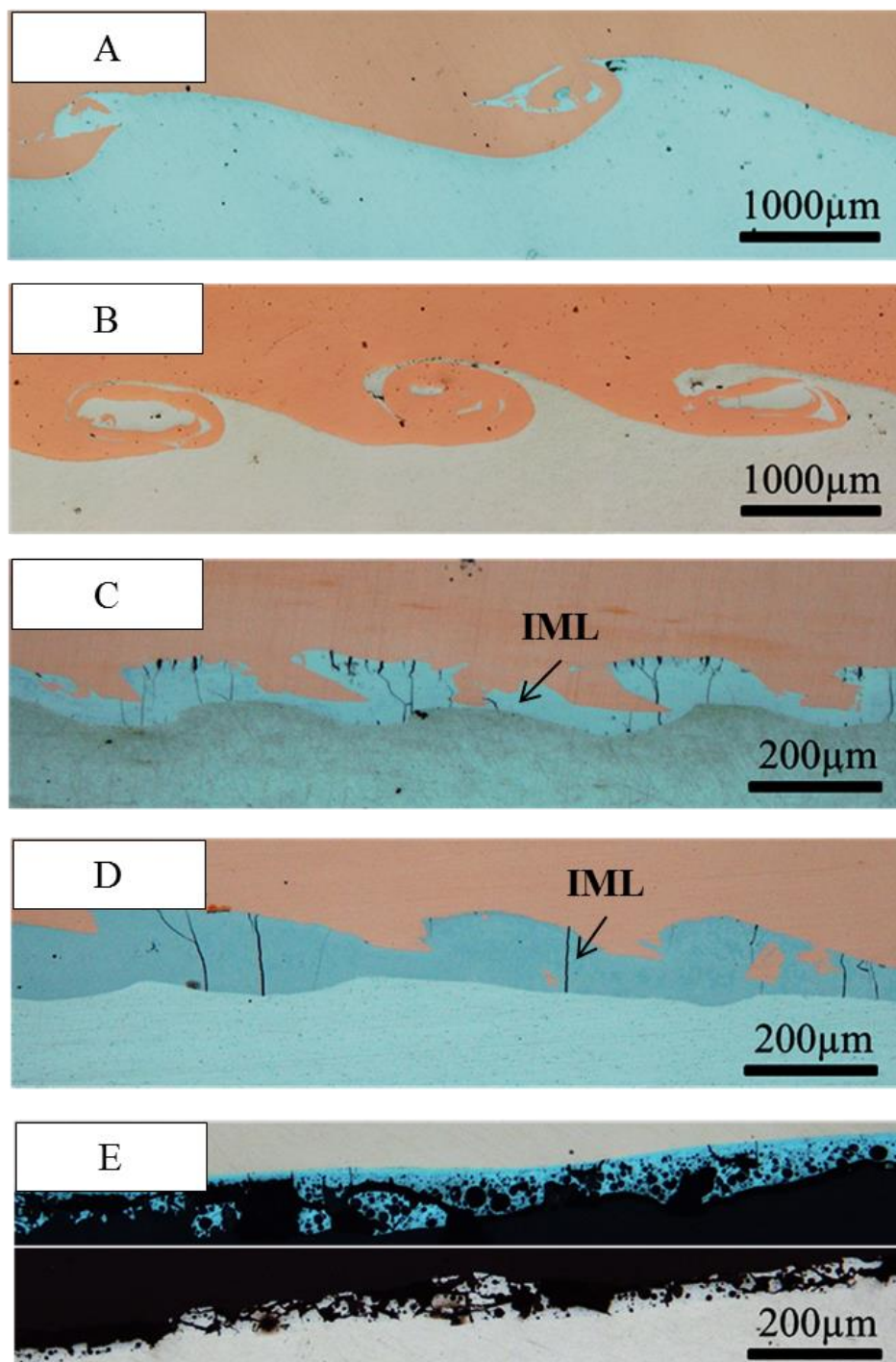


Fig.1- 14 Optical micrographs of the interface morphology of the explosive welded Cu/Al joint under different collision conditions.

次に、Cu/Al 爆発圧接材の中間層の形態が機械的特性に及ぼす影響について調べた。A~E の各接合材に対し引張せん断試験ならびに繰り返し曲げ試験を実施し、機械的特性を調査した。Fig.1- 15(a)は引張せん断試験片の形状とその寸法、(b)は繰り返し曲げ試験片の寸法ならびに曲げ角度を示している。繰り返し曲げ試験は、接合材が剥離または破断するまで繰り返し行った。

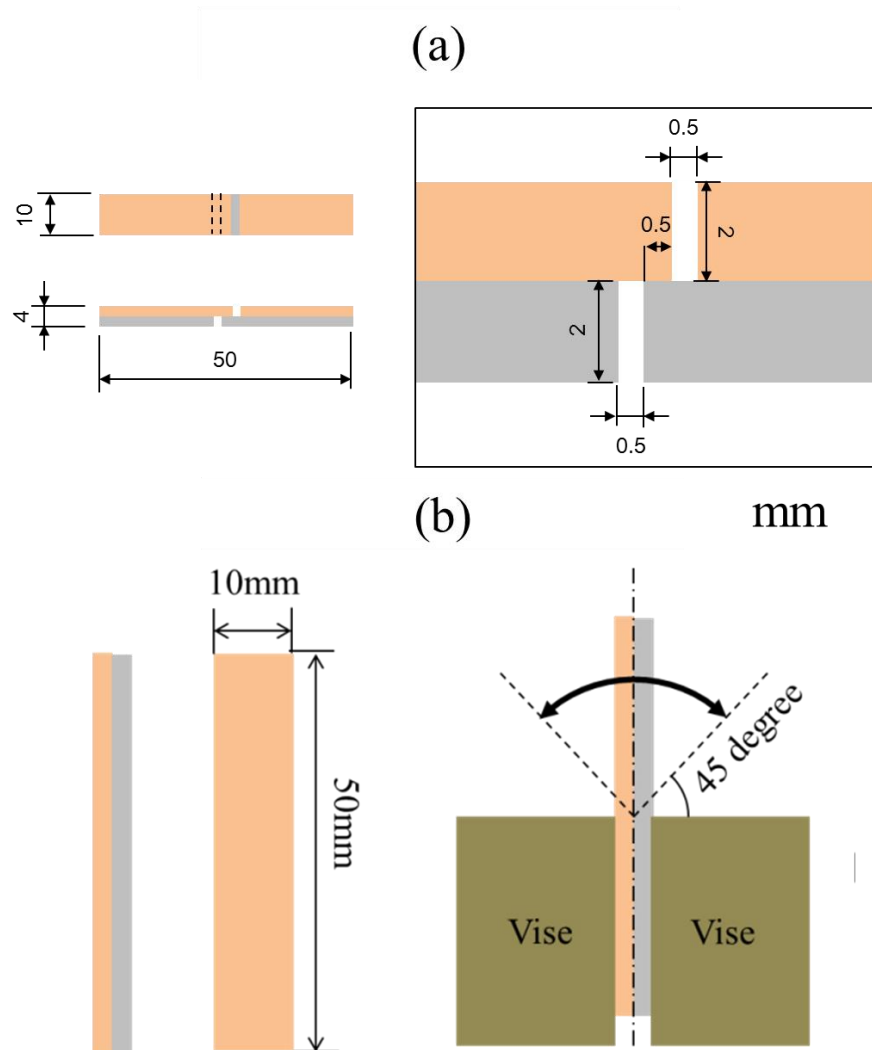


Fig.1- 15 Schematic illustration of (a) tensile-shear test and (b) cyclic bending test.

Fig.1- 16 は、A~E の Cu/Al 接合材の引張せん断試験と繰り返し曲げ試験の結果である。まず、引張せん断試験では、A と B で母材破断が生じ、良好な接合がなされていた。しかし、C と D では、接合強度は急激に低下し、結果的に接合界面で剥離が生じた。また、繰り返し曲げ試験でも A ならびに B では繰り返し曲げ回数が多いのに対し、C と D で、繰り返し曲げ回数が急激に減少した。接合界面に沿って中間層が連続的に生成されると、Fig.1- 17 に示すように中間層内をき裂が進展し、接合強度が低下してしまう。よって、強固な爆発圧接材を得るには、このような中間層の生成を抑制する必要がある。そのためには、まずどのようにして、このような中間層が生成するかを明らかにしなければならない。

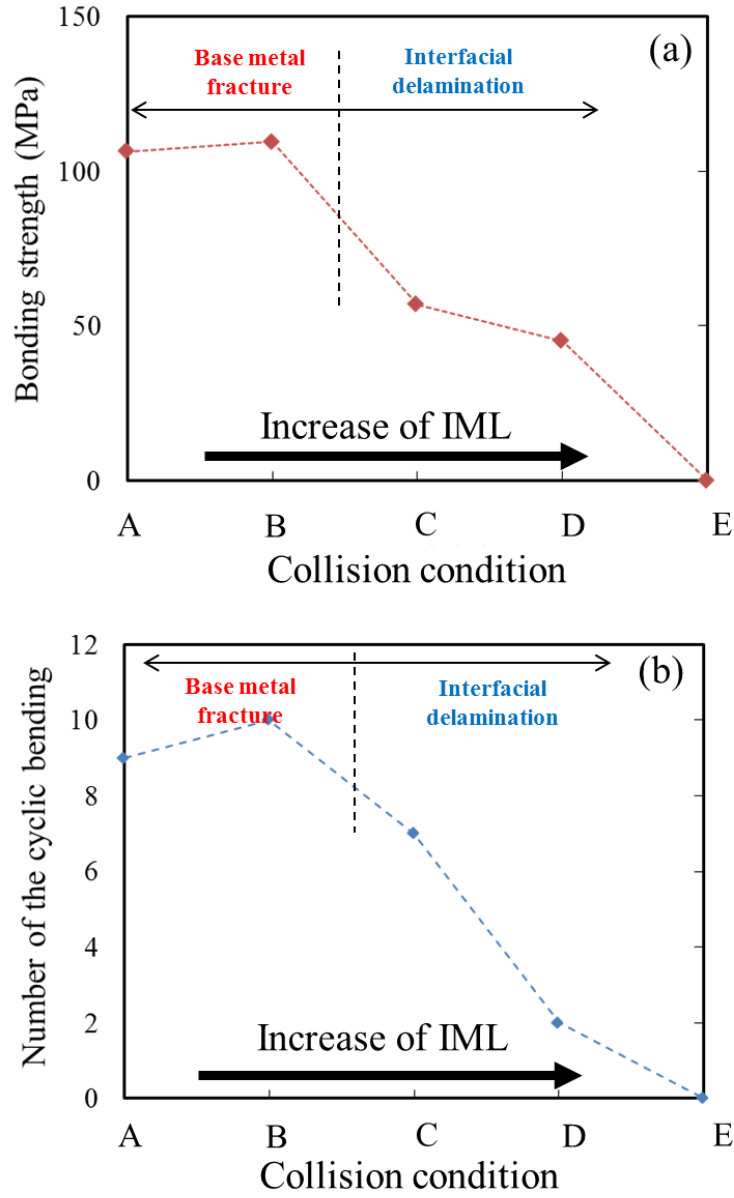


Fig.1- 16 Bond strength of explosive welded joints measured by the (a) tensile-shear test and (b) cyclic bending test.

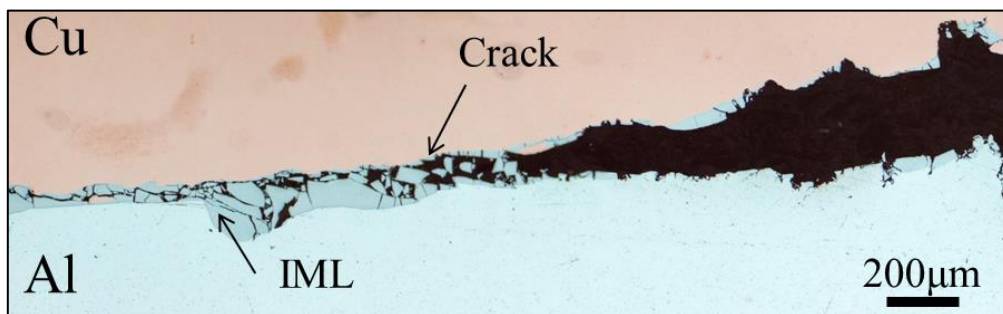


Fig.1- 17 Crack propagation in the intermediate layer formed along joint interface.

### 3. 本研究の目的

爆発圧接法は、爆薬の爆轟を用い、Flyer plate と Parent plate を高速傾斜衝突させて極短時間に異種金属を接合する接合法である。衝突点からはメタルジェットが放出され、接合界面には特徴的な波状界面が形成する。爆発圧接法は固相接合法に分類されているが、衝突面での急激な温度上昇により接合界面には局所融解領域が生じ、これにより接合界面には金属の組合せによって、合金化領域あるいは中間層が生成する。

そこで、本研究では、対照的な2種類の異種金属の組合せ、すなわち両者の密度差が小さく、正弦波状の波状界面を呈し、かつ全率固溶するため接合界面に合金化領域が生成すると考えられるCu/Niの組合せ、ならびに両者の密度差が大きく、トリガー状の波状界面を呈し、かつ合金組成によって種々の金属間化合物を生成するため接合界面に中間層を形成すると考えられるCu/Alの組合せを供試材とし、実験と数値解析の両手法を用いることによって爆発圧接に含まれる次の5つの事象、(I)爆轟を受けたFlyer plate と Parent plate の衝突過程、(II)メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程、(III)接合界面の昇温過程、(IV)接合界面の冷却過程、(V)中間層の生成過程について解析し、爆発圧接過程について統合的な検討を行って、これまで明らかにされていなかった異種金属爆発圧接における接合界面の形成メカニズムを明らかにする。

### 4. 本研究の特徴

本研究の特徴は、実験的手法と数値解析の手法を併用して、爆発圧接による異種金属接合について総合的に検討を行うことである。Fig.1-18は異種金属爆発圧接の接合界面で生じる現象を示したものである。従来の実験的な研究のみでは、(V)の爆発圧接実験によって得られた接合界面の組織的解析により、(I)~(V)の過程を推測することしかできない。そこで本研究では、実験的手法に加え数値解析手法を用いることで、(I)~(V)の過程を再現する。

Fig.1-19に本研究で実施した実験と数値解析の流れをフローチャートとして示す。

まず、数値解析と実験における共通の条件(爆薬量、Flyer plate と Parent plate の間隔、初期傾斜等)を設定する。また、その条件で実際に爆発圧接材を作製し、接合界面形態を観察する。

接合後の接合界面形態は実験的に明らかにできる。しかし、わずかに数 $\mu$ sの間に衝突中に接合界面で生じる(I)~(V)の現象については直接観察や測定ができない。そこで、(I)~(V)を3つの数値解析的手法を用いて検討する。以下、本研究で用いた3つの数値解析の手法の概略と解析目的を述べる。

最初に設定した条件下での(I)爆薬の爆轟ならびに、爆轟を受けたFlyer plate の衝突過程を「Euler-Lagrange Coupling model」により再現する。以下、このEuler-Lagrange coupling modelを使った解析をModel 1と呼ぶ。Model 1の解析目的は、界面形態を決定する重要なパラメーターであるFlyer plate と Parent plate との衝突速度 $V$ と衝突角度 $\beta$ を求めることである。

Model 1から得られた衝突速度と衝突角度をもとに、「Smoothed Particle Hydrodynamic (SPH) model」を用いて、(II)メタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程ならびに、(III)温度上昇過程を再現する。このSPH modelを使った解析をModel 2と呼ぶ。Model 2の解析目的は、衝突中の接合界面における物質分布、圧力分布、温度分布等を明らかにすることである。

Model 2は高速衝突問題を対象としたモデルであるため、物質間の伝熱といった時間の経過を要する現象を取り扱うことができない。そこで、Model 2から得られる接合界面近傍の物質分布と温度分布をもとに、新たに「OpenFOAM model」を用い、接合界面の(IV)冷却過程と(V)中間層あるは合金化領域の生成過程を明らかにする。このOpen FOAM modelを使った解析をModel 3と呼ぶ。Model 3の解析目的は、接合界面で生じる冷却過程を再現し、合金化領域や中間層が、どのように、どの場所で、どの程度生成されるかを明らかにすることである。

Model 3を用いて再現した中間層を含む接合界面形態を、爆発圧接実験で実際に得られた接合界面と比較し、(I)~(V)の現象について明らかにする。Model 1~3の詳細については、第2章で述べる。

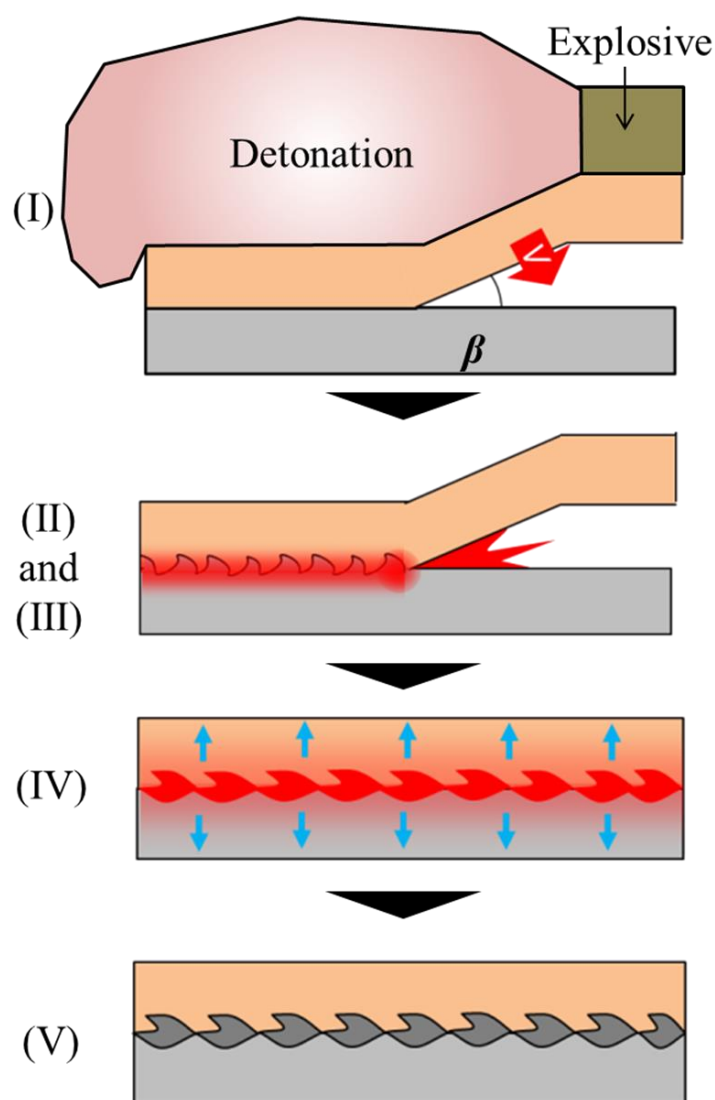


Fig.1- 18 Schematic illustrations of the phenomenon caused at joint interface; (I) Collision process between flyer plate and parent plate by detonation of explosive, (II) Metal jet emission and wavy interface formation process, (III) Temperature increase process, (IV) Cooling process and (V) Formation process of the intermediate layer.

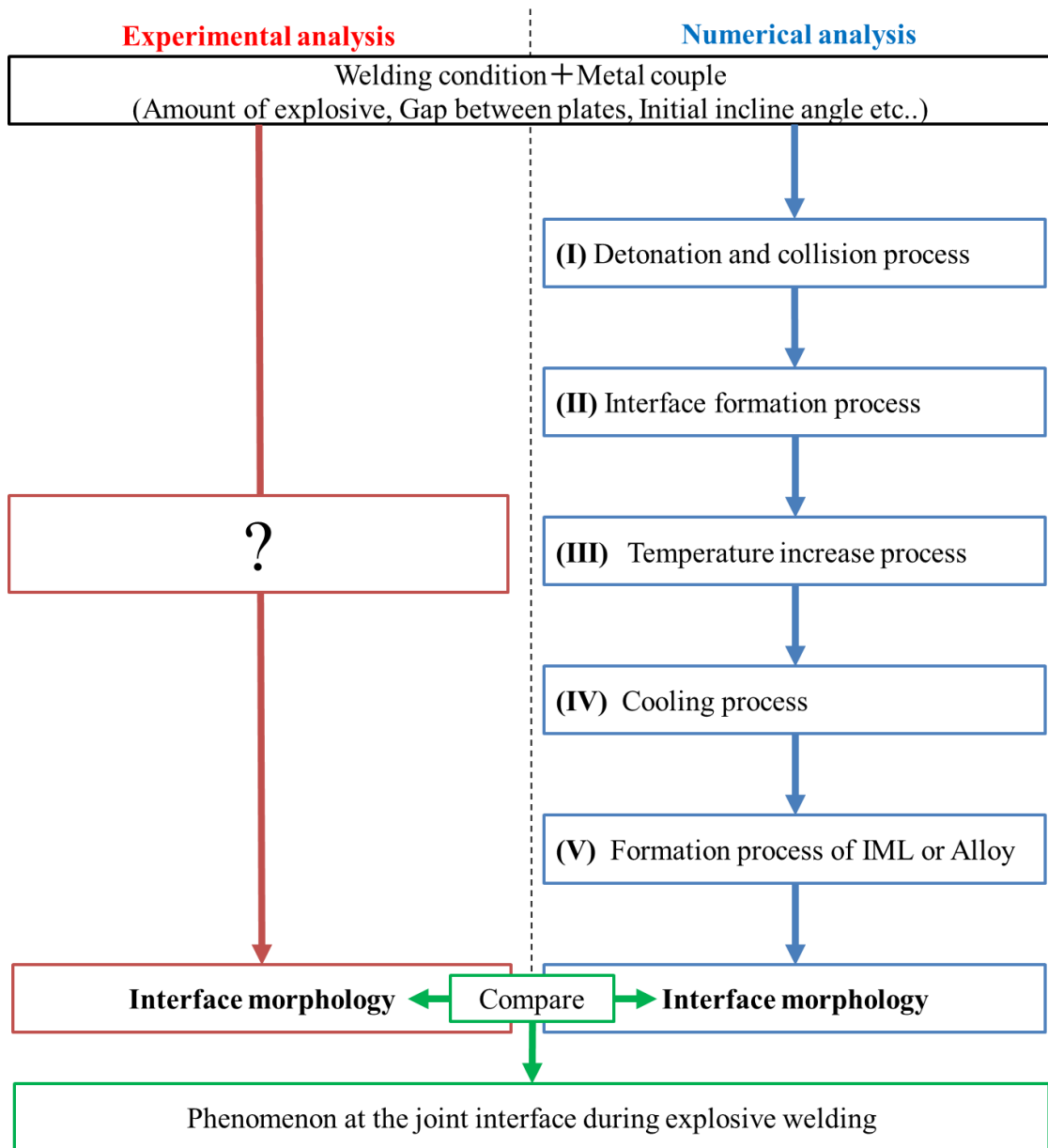


Fig.1- 19 Flow chart of experimental analysis and numerical analysis.

## 5. 本論文の構成

本論文は、次の7章で構成されている。

第1章「緒論」では、異種金属接合の意義と研究背景、さらに爆発圧接法の特徴と接合原理について述べた。従来の実験的手法と数値解析的手法を用いた爆発圧接法に関する研究を、接合界面で生じる事象をもとに、(I)爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程、(II)メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程、(III)接合界面の昇温過程、(IV)接合界面の冷却過程、(V)中間層の生成過程に分類し、従来の研究の状況と問題点について述べた。本研究の目的は、これら(I)~(V)について数値解析を行い、爆発圧接過程について統合的な検討を行うことで、これまで明らかにされていなかった接合界面の形成メカニズムを明らかに

することである。

第2章「爆発圧接挙動を再現する解析モデルの考案」では、(I)爆薬の爆轟と板材の衝突挙動を再現する Euler-Lagrange coupling model (Model 1), (II)メタルジェットの放出挙動, 波状界面形成過程, ならびに(III)接合界面の温度上昇過程を再現する SPH model (Mode 2), (IV)接合界面の冷却過程と(V)合金化領域あるいは中間層の生成過程を再現する OpenFOAM model (Model 3)の3つの考案した解析モデルについて述べた。

第3章「Cu/Ni 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証」では、密度差が小さく、全率固溶する Cu と Ni の爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の爆発圧接挙動について実験と数値解析の両手法を用いて検討することで、Cu/Ni 爆発圧接材のメタルジェットの放出挙動, 波状界面の形成過程, 局所融解領域の組成, 渦部と母材の冷却速度, 合金化領域の生成過程を明らかにした。

第4章「Cu/Al 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証」では、密度差が大きく種々の金属間化合物を生成する Cu と Al の組合せで爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の爆発圧接挙動について実験と数値解析の両手法を用いて検討することで、Cu/Al 爆発圧接材のメタルジェットの放出挙動, 波状界面の形成過程, 局所融解領域の組成, 渦部と母材の冷却速度, 中間層の生成過程を明らかにした。

第5章「Cu/Ni 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響」では、一定の衝突速度の下、異なる5つの衝突角度で Cu/Ni 爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の爆発圧接挙動に及ぼす衝突条件の影響について実験と数値解析の両手法を用いて検討し、各衝突角度におけるメタルジェットの温度と放出量の変化, 衝突点近傍の圧力変化と温度上昇の要因, 局所融解領域の冷却速度, ならびに合金化領域の生成量を明らかにした。

第6章「Cu/Al 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響」では、第5章と同様に、一定の衝突速度の下、異なる5つの衝突角度で Cu/Al 爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響について実験と数値解析の両手法を用いて検討し、Cu/Al 爆発圧接材の各衝突角度におけるメタルジェットの温度と放出量の変化, 衝突点近傍の圧力変化と温度上昇の要因, 局所融解領域の冷却速度ならびに中間層の生成量を明らかにした。

第7章「結論」では、各章で得られた成果を総括し、結論を述べた。

## 第2章 爆発圧接挙動を再現する解析モデルの考案

### 1. 緒言

衝撃圧接法で金属板が数百～数千 m/s で高速衝突すると、衝突面における圧力は GPa オーダーとなり、金属の Hugoniot 弾性限界(Hugoniot Elastic Limit: HEL)を超え、固体の金属が流体的挙動を示すことが知られている。さらに、7000m/s 以上で衝突すると、衝突面で部分的に気化が生じ始める。このように高速衝突は、流体と固体が混在する複雑な現象である<sup>87</sup>。また爆薬の爆発においても、初期は固体あるいは液体であった爆薬が、爆轟後、気体へと変化し、周囲の様々な物質と相互作用する。よって衝撃圧接法の数値解析には、高速衝突や爆発現象のように固体と流体を統一的に表現できる手法が必要である。

流体と固体の衝撃問題に適用可能な数値解析の起源となるプログラムは、1950年代後半に、現在の Lawrence Livermore National Laboratory(LLNL)の Wilkins が開発を始めた、Hydrodynamic Elastic Magneto, and Plastic (HEMP)コードである<sup>88</sup>。HEMP コードは、当初 Lagrange を主体としたものであったが、その後、Euler, Lagrange と Euler の中間的なソルバーの Arbitrary Lagrangian-Eulerian(ALE)、さらに SPH 法等の様々なソルバーが組み込まれた。そして、その HEMP コードをもとに、1986年に米国の Century Dynamics Inc.が AUTODYN を開発した。AUTODYN は、固体、液体、気体の幅広い非線形問題に対応するため、Finite Difference Method (FDM), Finite Volume Method (FVM), Finite Element Method (FEM) といった離散化手法を備えている。ソルバーには、Lagrange, Euler, ALE, SPH, Shell, Beam 等があり、一部制限はあるが、これらのソルバーを連成することが可能である。

爆発圧接材の接合界面では、波状界面形成に伴い急激に温度が上昇し、その後、熱伝導によって接合界面で冷却が生じるはずである。AUTODYN は、極短時間の衝突現象を解析することを念頭に開発されており、熱伝導のような長時間に渡る現象を解くには適さない。そのため、AUTODYN では、接合界面の温度上昇を再現することが可能であるが、その後の冷却過程を再現することはできない。

そこで本研究では、接合界面での熱伝導解析に、流体解析を行うために開発された C++言語のクラスライブラリ(OpenFOAM)を用いた。OpenFOAM は1988年に英国インペリアルカレッジの学生の個人的な開発から始まった。OpenFOAM はオープンソースであるためインターネット上で無償提供されており、世界中で広く利用され、日々改良がなされている。現在では、乱流モデル、燃焼モデル、自由表面モデル、混相流モデルならびに分子動力学モデル等の様々な流体および連続体問題を取り扱うことが可能となっている<sup>89</sup>。

本研究では、第1章で述べたように、接合時に衝撃圧接法の接合界面で生じる現象をI-Vの内容や過程に分けて、実験と数値解析の両面から検討する。数値解析においては、接合界面で生じる現象の内容や過程に応じて解析コードとソルバーを使い分けた。各解析モデルに用いた解析コードならびにソルバーと、その解析を実施する目的を以下に示す。

まず、爆薬の爆轟による Flyer plate と Parent plate の衝突過程(I)を再現するため、AUTODYN の Euler-Lagrange Coupling 法を用いて解析モデル(以下、Model 1)を作製した。Model 1 の解析目的は、Flyer plate が Parent plate に衝突する際の衝突速度  $V$  と衝突角度  $\beta$  を求めることであ

る。

次に Model 1 で求めた  $V$  と  $\beta$  をもとに, AUTODYN の SPH 法を用いて, 波状界面の形成過程 (II) とそれに伴う温度上昇過程 (III) を再現する解析モデル (以下, Model 2) を作製した。Model 2 の解析目的は, 接合界面の物質分布や温度分布を求めることである。

さらに Model 2 で求めた接合界面での物質分布と温度分布をもとに, OpenFOAM を用いて, 接合界面での冷却過程 (IV) と中間層の生成過程 (V) を求める解析モデル (以下, Model 3) を作製した。Model 3 の解析目的は, 接合界面での冷却速度ならびに合金化領域や中間層の生成挙動を定量的に明らかにすることである。

本研究では, 全体を通して Model 1 から Model 3 の解析モデルを組み合わせることで, 爆発圧接材の接合界面で生じる現象について検討している。そこで本章では, まず解析を行うための, 基礎理論, 材料のモデル化 (状態方程式, 構成則), Model 1 から Model 3 で用いるソルバーの詳細な解説ならびに, 各解析モデルの概要を示す。さらに, その解析モデルを用いて得られる解析結果例を示すことで, 本章は以降の章の予告的役割を担う。

## 2. 材料のモデル化

### 2.1. 基礎方程式

連続体力学では基礎方程式と呼ばれる 3 つの方程式が流体もしくは固体で成り立たなければならない<sup>90-92</sup>。式 2.1 は, 連続の式 (質量保存則), 式 2.2 は運動方程式 (運動量保存則), 式 2.3 はエネルギーの式 (エネルギー保存則) を意味している。なお式 2.1~2.3 は一次元の形で表している。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad 2.1$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) = -\frac{\partial}{\partial x} (p + \rho u^2) \quad 2.2$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \rho e + \rho \frac{u^2}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} \left( \rho e u + \rho \frac{u^3}{2} + p u \right) \quad 2.3$$

$$\left[ \begin{array}{l} \rho: \text{密度 (g/cm}^3\text{)}, p: \text{圧力 (GPa)}, \\ u: \text{粒子速度 (m/ms)}, e: \text{比内部エネルギー (kJ/g)} \end{array} \right]$$

式の変数は, 密度, 圧力, 粒子速度, そして比内部エネルギーである。衝撃波や音波等の波を受けると物体内部は場所により異なる速度を持つ。そこで物体をいくつかの要素に分割することで, 物体内部の速度を正しく表すことができる。この分割された要素が持つ速度を粒子速度と呼ぶ。

ここで, 式 2.1~2.3 の変数が 4 つ (密度, 圧力, 粒子速度, 比内部エネルギー) であるのに対し, 方程式が 3 つであるため, 解を得るにはさらにもう 1 つ方程式が必要となる。熱力学の理論によれば, 熱力学的状態量は, 10 種以上定義することができるが, 独立に変化するのには密度と比内部エネルギーの 2 つのみである。そのため, 密度と比内部エネルギーを独立変

数として圧力を従属変数とする状態方程式を採用する<sup>90</sup>。精度のよい解析結果を得るためには適切な状態方程式を選択することが必要である。そこで本研究では、衝撃圧接を数値解析するために解析する材料に合わせ、次の3つの状態方程式を選択した。それらは、爆薬の爆轟を表現する状態方程式、空気を表現する状態方程式、そして、高速衝突する固体(Flyer plate, Parent plate, および Anvil)を表現する状態方程式である。

## 2.2. 空気と爆薬の状態方程式

爆薬のモデル化には、AUTODYN が標準的に備えている、LLNL で開発された Jones-Wilkins-Lee (JWL) 状態方程式(式 2. 4)を選択した。空気のモデル化には、理想気体を表現する理想気体の状態方程式(式 2. 5)を選択した。

$$p = A \left( 1 - \frac{\omega\eta}{R_1} \right) \exp \left( -\frac{R_1}{\eta} \right) + B \left( 1 - \frac{\omega\eta}{R_2} \right) \exp \left( -\frac{R_2}{\eta} \right) + \omega\rho_0\eta e \quad 2. 4$$

$$\left[ \begin{array}{l} p: \text{圧力(GPa)}, \rho: \text{密度}(\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}), e: \text{比内部エネルギー}(\text{kJ/g}), \eta: \text{密度比} \left( = \frac{\rho}{\rho_0} \right) \\ A, B, R_1, R_2, \omega: \text{爆薬固有の定数} \end{array} \right]$$

$$p = (\gamma - 1)\rho e \quad 2. 5$$

$$\left[ p: \text{圧力(GPa)}, \gamma: \text{比熱比} \left( = \frac{c_p}{c_v} \right), c_p: \text{定常モル比熱(J/kg K)}, c_v: \text{定積モル比熱(J/kg K)} \right]$$

JWL 状態方程式で爆薬の爆轟を再現するには爆薬固有の JWL パラメーター(A, B,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $\omega$ )を求める必要がある。JWL パラメーターは実験的に求める方法と、数値解析により求める方法がある。実験的に求める方法にシリンダー試験と呼ばれる方法がある。これは直径約 10 cm の銅製のシリンダーに調べたい爆薬を充填し爆轟させ、爆轟中のシリンダーの変形の様子をアルゴンフラッシュと高速度カメラでその場観察することにより、爆薬固有の定数を調べる方法である<sup>93</sup>。数値解析により爆薬固有の定数を求める方法としては、高エネルギー物質や可燃性気体などの爆轟特性を精度良く求めることができる改良木原-疋田-田中(Kihara-Hikita-Tanaka: KHT)の式を用いる方法がある<sup>94</sup>。本研究では、後者の KHT の式を用いて爆薬固有の定数を算出した。なお独立行政法人産業技術総合研究所の田中克己氏が KHT の式をコード化した KHT2009 が、伊藤忠テクノソリューションズから販売されている<sup>95</sup>。本研究室では、この KHT2009 を所有していないため、KHT2009 を所有する共同研究先の旭化成株式会社に本研究で使用した爆薬の JWL パラメーターの算出を依頼し、結果を提供いただいた。提供されたパラメーターをもとに、AUTODYN の材料ライブラリーに、本研究で使用した爆薬を新たに加えた。

ここで、式 2. 4 と式 2. 5 の関係について説明する。爆薬が燃焼し、密度が初期の 1/10 以下に減少したと仮定すると、 $\eta$  は 1/10 以下となる。一方、多くの爆薬で、JWL パラメーターは  $A \approx 500$  GPa,  $B \approx 10$  GPa,  $R_1 \approx 5$ ,  $R_2 \approx 1$ ,  $\omega \approx 0.3$  となることが知られているため<sup>90</sup>、爆轟後には式 2. 4 の第 1 項は無視し得るまでに減少し、第 2 項に関しても爆轟圧力の 1/1000 程度の 10MPa 以下にまで減少する。よって、第 3 項が支配的になる。この項は、 $\omega = \gamma - 1$  とすると式

2.5 の理想気体の状態方程式と等しい<sup>87</sup>.

### 2.3. Flyer plate, Parent plate および Anvil の状態方程式

固体の Flyer plate, Parent plate および Anvil の状態方程式には, 衝撃波を伴う場合の解析を行うことができる状態方程式を選択する必要がある. 以下, 本研究で用いた固体の状態方程式について紹介する.

まず, 固体に力が加えられてひずみが生じると, それに応じた体積変化により圧力が生じる. 状態方程式は, この圧力を求める方程式である. 固体がひずむとき, 体積が変化するだけでなく, 一般的に温度も上昇するため, 圧力  $p$  は物体の体積変化からの寄与  $p_L$  と温度上昇からの寄与  $p_T$  の和として式 2.6 で表される<sup>92</sup>. また, 圧力が行う仕事により物体には比内部エネルギー  $e$  が蓄積されるが, それは圧力と同様に体積変化からの寄与  $e_L$  と温度上昇からの寄与  $e_T$  の線形的な和として表すことができるとすると, 式 2.7 で表現することができる.

$$p = p_L + p_T \quad 2.6$$

$$e = e_L + e_T \quad 2.7$$

また, Grüneisen は圧力に対する温度上昇の寄与  $p_T$  と内部エネルギーに対する温度上昇の寄与  $e_T$  の間に線形関係が成り立つことを示した(式 2.8).

$$p_T = \frac{\Gamma}{V} e_T \quad 2.8$$

$$\left[ \text{Grüneisen 係数, } \Gamma \text{ 比容積, } V \left( = \frac{1}{\rho} \right) \right]$$

式 2.8 を用いると, 圧力は式 2.9 で表現することができる.

$$p = p_L + \frac{\Gamma}{V} (e - e_L) \quad 2.9$$

式 2.9 は Mie-Grüneisen 型状態方程式と呼ばれている. 式中の Grüneisen 係数  $\Gamma$  は物質に固有の定数で,  $V$  は, 比容積( $=1/\rho$ )である. この Mie-Grüneisen 型状態方程式を高速衝突問題の解析にそのまま適用することは問題がある. 物体が高速衝突する際, 物体内には Fig. 2.1(a) に示すような衝撃波が生じるが, 衝撃波が物体内を通過すると, 衝撃波前後の物質量が連続性を失うためである. よって, 衝撃波が発生するような高速衝突問題を解析するためには衝撃波前後での密度, 圧力, 比内部エネルギー, 粒子速度および圧力等を結びつける方程式が別途必要となる.

衝撃波前後の物質量を結びつけることができるのが, 基礎方程式の式 2.1~2.3 より導出される Rankine-Hugoniot の関係式である.

Rankine-Hugoniot の関係を式 2.10 から 2.12 に示す.

$$\rho_0 U = \rho_1 (U - u) \quad 2.10$$

$$p_1 - p_0 = \rho_0 u U \quad 2.11$$

$$e_1 - e_0 = \frac{1}{2} (p_1 + p_0) \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right) \quad 2.12$$

$\rho_0$ : 衝撃波通過前の密度,  $\rho_1$ : 衝撃波通過後の密度,  $p_0$ : 衝撃波通過前の圧力,  
 $p_1$ : 衝撃波通過後の圧力,  $e_0$ : 衝撃波通過前の比内部エネルギー,  
 $e_1$ : 衝撃波通過後の比内部エネルギー,  $u$ : 粒子速度,  $U$ : 衝撃波の速度

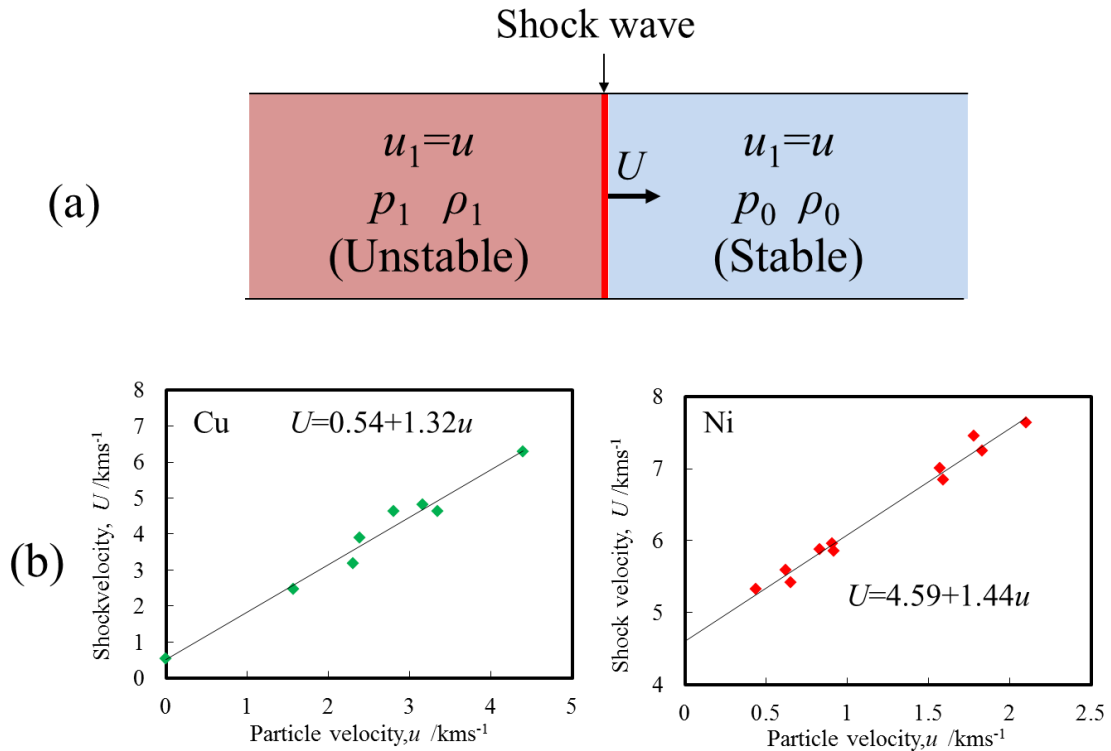


Fig.2- 1 (a) Change of the physical quantity before and after the shock wave. (b) Liner relationship between shock velocity,  $U$  and Particle velocity,  $u$  <sup>96</sup>.

ここで、既知の変数は、 $\rho_0, p_0, e_0$ で、未知の変数は、 $\rho_1, p_1, e_1, u, U$ である。方程式の数が3つであるのに対し、未知の変数が5つであるため、このままでは解を得ることができない。しかし、多くの高速衝突実験により衝撃波の速度と粒子速度との間には Fig. 2.1 (b)に示すような関係があることが調べられており、様々な材料において式 2.13 に示すような、よい線形関係が得られることが確認されている。

$$U = c_0 + su \quad 2.13$$

$U$ : 衝撃波の速度,  $c_0$ : バルク音速,  
 $s$ : Hugoniot 関係比例定数,  $u$ : 粒子速度

従って、この関係を用いることにより、式 2.10~2.13 より高速衝突問題に適した状態方程式「Mie-Grüneisen 型衝撃 Hugoniot 状態方程式」(式 2.14~2.16)が導出される。

$$p = p_H + \frac{\Gamma}{V}(e - e_H) \quad 2.14$$

$$p_L = p_H = \frac{\rho_0 c_0^2 \mu (1 + \mu)}{[1 - (s - 1)\mu]^2} \quad 2.15$$

$$e_L = e_H = \frac{1}{2} \frac{p_H}{\rho_0} \left( \frac{\mu}{1 + \mu} \right) \quad 2.16$$

$$\left[ \begin{array}{l} p: \text{圧力(GPa)}, \Gamma: \text{Grüneisen 係数, 比体積}(1/\rho), \\ \rho: \text{密度} \left( \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right), e: \text{比内部エネルギー} \text{ (kJ/g)}, c_0: \text{バルク音速(m/ms)}, \\ s: \text{Hugoniot 関係比例定数}, \mu: \text{体積変化} (= (\rho - \rho_0)/\rho_0) \end{array} \right]$$

なお、圧力  $p$  と比内部エネルギー  $e$  の添え字 H は Hugoniot の H を意味している。本研究では、この Mie-Grüneisen 型衝撃 Hugoniot 状態方程式を Flyer plate, Parent plate および Anvil に用いた。

## 2.4. 金属材料の構成則

固体を扱う場合には偏差応力成分を考慮するために、基礎方程式、状態方程式に加えて構成則が用いられる。これまでに高速変形の生じる物体を対象とするいくつかの構成則が提唱されている。そのうち金属の高速変形を対象とした構成則には次のようなものがある。

### 2.4.1. Steinberg-guinan model

1980 年に Steinberg と Guinan は、金属の高速衝突実験から得られた真応力-真ひずみ曲線から、高速変形下の金属の強度を表現する経験式 Steinberg-Guinan model を示した<sup>97</sup>。Steinberg-Guinan model には、ひずみ速度依存性は考慮されていないが、彼らは高いひずみ速度 ( $10^5 \text{s}^{-1}$ ) まで適応が可能であると述べている。

$$G = G_0 \left\{ 1 + \left( \frac{G'_p}{G_0} \right) \frac{p}{\eta^{\frac{1}{3}}} + \left( \frac{G'_T}{G_0} \right) (T - 300) \right\} \quad 2.17$$

$$Y = Y_0 \left\{ 1 + \left( \frac{Y'_p}{Y_0} \right) \frac{p}{\eta^{\frac{1}{3}}} + \left( \frac{Y'_T}{Y_0} \right) (T - 300) \right\} [1 + \beta \varepsilon]^n \quad 2.18$$

$$Y_0 [1 + \beta \varepsilon]^n \leq Y_{max} \quad 2.19$$

$$\left( \frac{1}{Y_0} \frac{dY}{dP} \right) \approx \left( \frac{1}{G_0} \frac{dG}{dP} \right) \quad 2.20$$

$$\left[ \begin{array}{l} p: \text{圧力(GPa)}, \beta, n: \text{加工硬化指数}, \eta: \text{圧縮率}, Y_{max}: \text{最大降伏応力(GPa)}, \\ Y_0, G_0: \text{標準状態(300K, 1atm)の降伏応力, 剛性率 (GPa)}, T: \text{温度(K)}, \\ \varepsilon: \text{相当塑性ひずみ}, \frac{G'_p}{G_0}, \frac{G'_T}{G_0}, \frac{Y'_p}{Y_0}: \text{材料固有の定数} \end{array} \right]$$

#### 2.4.2. Johnson-Cook model

1983年にJohnsonとCookは、Hopkinson barを用いて高ひずみ速度( $4 \times 10^2 \text{s}^{-1}$ )下で引張試験を実施し、得られた真応力-真ひずみ曲線のデータプロットをフィッティングすることで、式2.21に示すJohnson-Cook modelを経験的に導いた<sup>98</sup>。この構成則は高温下で、ひずみ速度依存性が小さくなりすぎてしまう問題があるが、材料パラメーターを実験から得やすく、金属の高速変形を伴う現象(衝突問題、金属の切削等)の数値解析に用いられている。

$$Y = [A + B\varepsilon^n][1 + C \ln \dot{\varepsilon}] \left[ 1 - \left( \frac{T - T_{room}}{T_{melt} - T_{room}} \right)^m \right] \quad 2.21$$

$$\left[ \begin{array}{l} Y: \text{降伏応力(GPa)}, \varepsilon: \text{相当塑性ひずみ}, \dot{\varepsilon}: \text{ひずみ速度(1/s)}, \\ T: \text{温度(K)}, T_{room}: \text{室温(= 300K)}, T_{melt}: \text{融点 (K)} \\ A, B, C, n, m: \text{材料固有の定数} \end{array} \right]$$

#### 2.4.3. Zerilli-Armstrong model

Johnson-Cook model はほとんどの金属材料の衝突挙動を表現することができたが、無酸素銅については、実験結果とJohnson-Cook modelを用いた数値解析結果は一致しなかった。そこで1989年にZerilliとArmstrongが転位論を基にZerilli-Armstrong modelを提唱した<sup>99</sup>。このモデルでは、ひずみ硬化、ひずみ速度依存性および熱軟化が考慮されている。またこのモデルは金属の結晶構造によって方程式が異なる。結晶構造がfccの場合は、式2.22、bccの場合は式2.23を使用する。

$$\text{(fcc)} \quad Y = Y_0 + C_2 \varepsilon \exp[-C_3 T + C_4 T \log \dot{\varepsilon}] \quad 2.22$$

$$\text{(bcc)} \quad Y = Y_0 + C_1 \varepsilon \exp[-C_3 T + C_4 T \log \dot{\varepsilon}] + C_5 \varepsilon^n \quad 2.23$$

$$\left[ \begin{array}{l} Y: \text{降伏応力(GPa)}, Y_0: \text{標準状態(300K, 1atm)の降伏応力} \\ \varepsilon: \text{相当塑性ひずみ}, \dot{\varepsilon}: \text{ひずみ速度(1/s)}, T: \text{温度(K)}, \\ C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, n: \text{材料固有の定数} \end{array} \right]$$

### 3. 衝突条件算出における従来法の問題点

#### 3.1. 従来法による衝突速度と衝突角度の推定

爆発圧接では、Flyer plate が爆薬の爆轟を受けて、高速で Parent plate に傾斜衝突する。Flyer plate の水平方向の速度ベクトル  $V_x$  と垂直方向の速度ベクトル  $V_y$  からなる衝突速度  $V$  と衝突角度  $\beta$  は、接合界面形態を決定する非常に重要なパラメーターである。

従来、Flyer plate の衝突速度と衝突角度の算出は次のようにして行われてきた<sup>55,100,101</sup>。Fig.2-2 は初期傾斜させた Flyer plate が爆轟によって Parent plate に傾斜衝突する様子の模式図である。図中の  $\alpha$  は初期傾斜角度、 $\beta$  は衝突角度、 $\delta$  は Flyer plate の曲がり角度、 $V_D$  は爆薬の爆轟速度、 $V_a$  は Flyer plate が衝突点に流入する速度、 $V_c$  は衝突点の移動速度である。

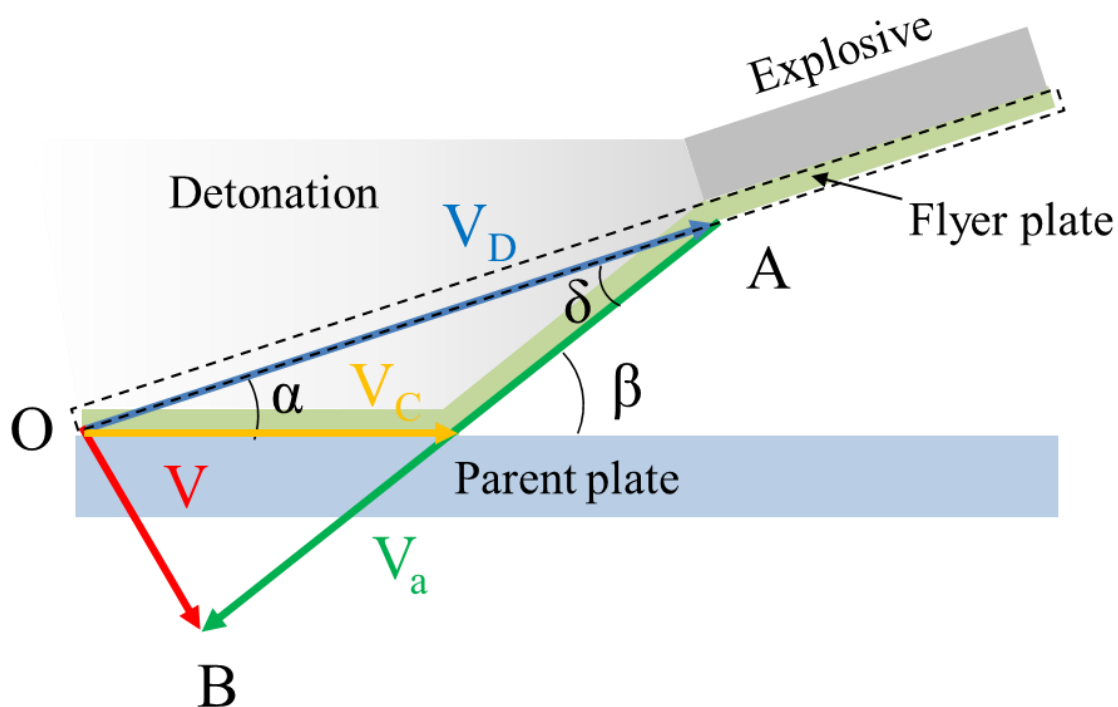


Fig.2- 2 Schematic illustrations of impact of plates.

Fig.2- 2 の模式図は、Flyer plate が爆轟による圧力を受けるのは爆轟点近傍のみで、その他の部分は等速で飛翔することを前提としている。Flyer plate は AOB が二等辺三角形を保つ OB 方向に飛翔するという Cowan らの考えに基づく。  $V_c$ ,  $V$ ,  $V_a$  と  $V_D$ ,  $V$ ,  $\delta$  の間には、これらの幾何学的関係から、それぞれ、式 2.24, 2.25, 2.26 の関係式が成り立つ<sup>56</sup>。また、衝突角度  $\beta$  は、材料の曲り角度  $\delta$  と初期傾斜角度  $\alpha$  と式 2.27 の関係をもつ。Flyer plate が初期傾斜していない場合は、 $\alpha=0$  となり、 $\beta=\delta$  となる。

$$V_c = V_D \frac{\sin \delta}{\sin \beta} \quad 2.24$$

$$V = 2V_D \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad 2.25$$

$$V_a = V_c \frac{\cos(\delta/2 + \alpha)}{\cos(\delta/2)} \quad 2.26$$

$$\beta = \alpha + \delta \quad 2.27$$

さて、式 2.25 には、未知の変数  $V$ 、 $\delta$  の 2 つが含まれている。よって、衝突速度  $V$  と衝突角度  $\beta$  を求めるには、式 2.25 の関係式に加えて、 $\delta$  か  $V$  を求める方程式がもう 1 つ必要になる。

Deribas らは、Flyer plate の密度  $\rho$ 、Flyer plate の厚み  $t$ 、単位面積当たりの爆薬の重量  $m$ 、ならびに爆薬の爆轟速度  $V_D$  と衝突速度  $V$  との関係(式 2.28 ならびに 2.29)を実験的に求めた<sup>55</sup>。

$$V = 1.2V_D \frac{\sqrt{1 + \frac{32}{27}r} - 1}{\sqrt{1 + \frac{32}{27} + 1}} \quad 2.28$$

$$r = \frac{m}{\rho t} \quad 2.29$$

$$\left[ \begin{array}{l} V_D: \text{爆轟速度}, m: \text{単位面積当たりの爆薬の重量} \\ t: \text{Flyer plate の板厚}, \rho: \text{Flyer plate の密度} \end{array} \right]$$

よって、式 2.28~2.29 から求めた衝突速度  $V$  を式 2.25 に代入すると曲がり角度  $\delta$  が得られる。曲がり角度  $\delta$  と初期傾斜角度  $\alpha$  を式 2.27 に代入すると、衝突角度  $\beta$  が得られる。

### 3.2. 実験結果と数値解析結果の比較

実際に、密度  $\rho=8930 \text{ kg/m}^3$ 、板厚  $t=2 \text{ mm}$  の Cu の Flyer plate を爆轟速度  $V_D=2500 \text{ m/s}$ 、単位面積当たりの爆薬の重量  $m=31 \text{ kg/m}^2$ 、初期傾斜角度  $\alpha=0^\circ$ (平行法)の条件で衝突させ、Cu/Ni 爆発圧接材を得た。従来法を用いると、この場合の衝突速度  $V=818\text{m/s}$ 、衝突角度  $\beta=18.8^\circ$ であると推定できる。そこで、 $V$  と  $\beta$  の値を用いて、衝突面の界面形態を再現する数値解析(Model 2)を実施した。Model 2 については後述する。

結果を Fig.2- 3 に示す。(a)は、数値解析結果で再現された界面形態、(b)は実際の Cu/Ni 爆発圧接材の接合界面に観察された波状界面形態を示す。数値解析結果では、わずかなゆらぎがみられるものの界面はほぼ平坦であった。しかし、実際の接合界面には、正弦波状の波状界面が観察された。このように数値解析結果と実験結果の界面形態は一致しなかった。これは、従来法で求めた衝突速度と衝突角度が、実際の Flyer plate の衝突速度と衝突角度を正しく表していない可能性があることを示唆している。よって、従来法にかわる新たな手法を考案し、 $V$  と  $\beta$  を求める必要がある。

そこで本研究では、Euler と Lagrange を相互作用させ解析する Model 1(Euler/Lagrange coupling model)を考案し、これを用いて爆薬の爆轟と爆轟を受けた板材の変形を数値解析により再現し、衝突速度と衝突角度を求めた。

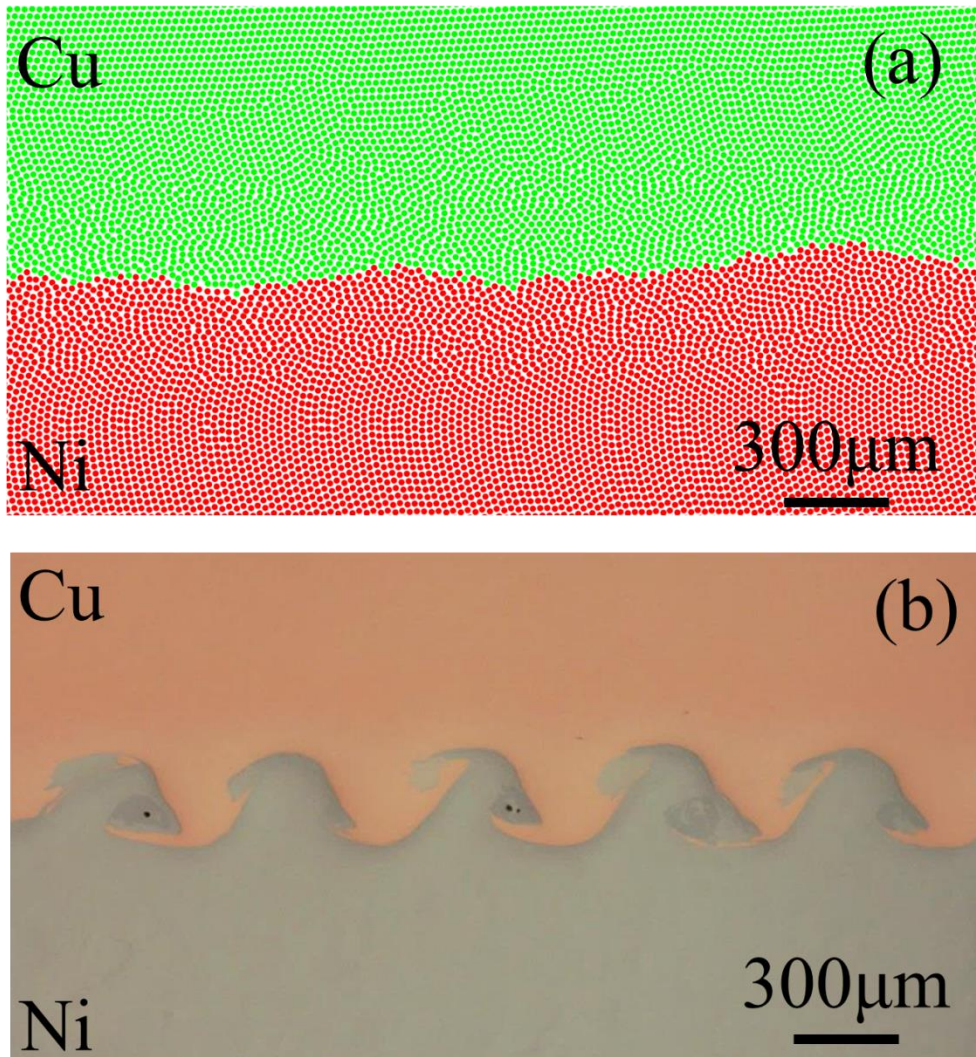


Fig.2- 3 (a) Simulation result based on the conventional method, (b) Optical micrograph of the interface morphology (Experimental result).

#### 4. 爆薬の爆轟を再現する Model 1 (Euler-Lagrange Coupling model)

##### 4.1. Lagrange と Euler の概要とその特徴

爆薬の爆轟や板材の衝突過程を再現するには、質量、運動量、エネルギーの 3 つの保存則を表す基礎方程式と状態方程式を連立させる必要である。さらに固体の場合には物質の強度を規定する構成則も連立させる必要がある。さて、基礎方程式の表記の仕方には、空間座標を時間の関数として記述し、あたかもその座標系の上に物理量が乗って移動するかのように扱う Lagrange と、物理量を空間座標と時間の関数として表現する Euler がある。Fig.2- 4 は、水色で示す正方形の Al 塊が緑色で示す Cu の板に向かって 500m/s で飛翔し、衝突する様子を、Lagrange と Euler 各々を用いて再現した模式図である。なお、このモデルのメッシュサイズは、Euler, Lagrange とともに、すべて 2mm 四方とした。Lagrange は、Fig.2- 4 に示すように物質の変形と共にメッシュも移動する。しかし、矢印で示すような変形が著しい場所では、

全体の解析精度が低下することを防ぐために、その領域において Erosion(意図的にメッシュを取り除く処理)が実行される。そのため、ひずみ量が 50%~200%を超えるような大変形が生じる場合には、その領域での圧力や温度等の解析結果が得られなくなる。Lagrange はメッシュが大きくひずむような大変形の解析は向かないものの、ひずみ量が 50%以下の変形には十分対応できる。よって換言すれば Erosion によって一部のメッシュを取り除けば解析精度は保たれる。また、物体同士の境界が非常に明瞭であり、解析要素は少なく済むため、固体の解析を行う際に広く用いられるソルバーである。

一方、Euler では、Fig.2-4 に示すようにメッシュは計算空間に固定される。メッシュ自身が変形することではなく、物質は計算空間内のメッシュ間を移動する。よって、空気や爆薬の爆轟といった流体的挙動を再現することが可能であり、このため Euler は流体の解析に広く用いられる。しかし、Euler は Lagrange に比べて物質の境界が不明瞭であり、計算空間全体にメッシュを必要するため Lagrange に比べて計算時間が長くなる場合が多い。

このようなことから、本研究の対象である爆薬の爆轟やそれに伴う空気の移動ならびに、Flyer plate と Parent plate および Anvil の衝突過程を数値解析するには、Lagrange や Euler を、対象とする材料(固体、流体)によって使い分ける必要がある<sup>87</sup>。先に述べたように固体の変形を再現するには Lagrange、流体の挙動を再現するには Euler が適している。そこで、本研究では、まず爆薬と空気のソルバーに Euler、Flyer plate、Parent plate ならびに Anvil のソルバーに Lagrange を選択し、これらを連成させる Model 1(Euler-Lagrange Coupling model)を考察し、これによって、爆薬の爆轟過程と Flyer plate と Parent plate の衝突過程を再現した。

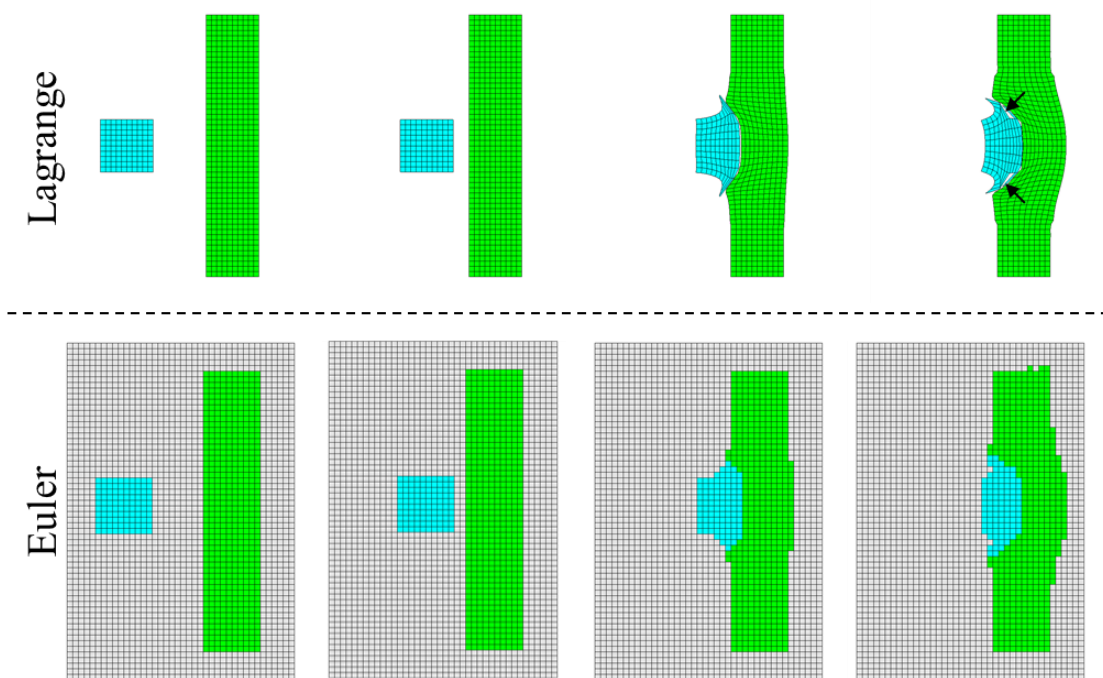


Fig.2- 4 Difference in simulation results between Euler and Lagrange.

## 4.2. Model 1(Euler-Lagrange Coupling model)の概要

Fig.2- 5 に本研究で用いた Model 1 の模式図を示す。本爆轟解析モデルは、爆薬(赤紫色)、空気(水色)、Flyer plate(緑色)、Parent plate(青色)および Anvil(灰色)の領域から構成される。メッシュサイズは、計算時間、解析の安定性や変形量の大小を考慮し、それぞれの領域で変化させた。爆薬や空気を再現する Euler のメッシュサイズは 0.5~2mm の間に設定した。Flyer plate、Parent plate ならびに Anvil のソルバーは Lagrange を用い、メッシュサイズは場所により変化させた。Flyer plate は爆轟を受け、大きく変形する。よってメッシュサイズを Euler 領域や Anvil に比べ細かくし、0.25mm 四方とした。また Flyer plate が衝突する Parent plate も Flyer plate と同じメッシュサイズとすることが解析精度を維持する上で重要であるため、同じ 0.25mm 四方とした。Anvil は Flyer plate や Parent plate に比べほとんど変形しないため、メッシュサイズを 2mm 四方とした。

Model 1 の対称系は、奥行き方向に無限遠につづくとして仮定した 2 次元平板体系とし、単位系は mm, mg,  $\mu\text{s}$  とした。この解析モデルの境界条件は 2 つある。1 つ目は Anvil を固定するための「Fixed layer(図内の緑色で示す領域)」である。これは、Anvil 底面での Y 方向の速度ベクトル  $V_y$  を 0 とする境界条件である。2 つ目は、爆轟により膨張した気体を Euler 空間から逃がす「Flowout(図内のオレンジ色で示す領域)」である。これは、流出境界条件と呼ばれ、Euler 用の境界条件である。

爆薬の状態方程式には JWL 状態方程式を用いた。なお、爆発圧接材の作製は、爆薬を使用するため特別な施設を有する旭化成株式会社に依頼して実施した。爆薬の JWL パラメーターは KHT コードから求めた。爆薬は硝酸アンモニウムを主成分としたものを使用した。なお、その爆薬の詳細については、共同研究の契約上開示できない。

空気には、理想気体の状態方程式を用いた。材料パラメーターは AUTODYN の材料ライブラリー収録の空気の材料パラメーター(密度  $\rho=1.225\times 10^{-3}\text{g/cm}^3$ , 比熱比  $\gamma=1.4$ )を用いた。ここで、注意しなければならない点は、空気の初期状態である大気圧(1013hPa)、室温(288K)を表現するために、初期密度に加えて初期比内部エネルギーが必要となることである。

そこで、空気の初期比内部エネルギーを以下のように求めた。解析モデルの単位系を mm, mg,  $\mu\text{s}$  とすると、圧力、密度、比内部エネルギーの単位系は、GPa,  $\text{g/cm}^3$ , kJ/g となる。まず、理想気体の状態方程式(式 2. 5)を初期比内部エネルギーについて解くと、式 2. 30 が得られる。

$$e_0 = \frac{p_0}{(\gamma - 1)\rho} \quad 2.30$$

この式に、大気圧  $p_0=1.013\times 10^{-4}\text{GPa}$ 、密度  $\rho=1.225\times 10^{-3}\text{g/cm}^3$  を代入し、初期比内部エネルギー  $e_0$  として、0.20673kJ/g を得た。

Flyer plate、Parent plate および Anvil の状態方程式には、前述した Mie-Grüneisen 型衝撃 Hugoniot 状態方程式を、構成則には Steinberg-Guinan model と Johnson-Cook model のいずれかを使用した。

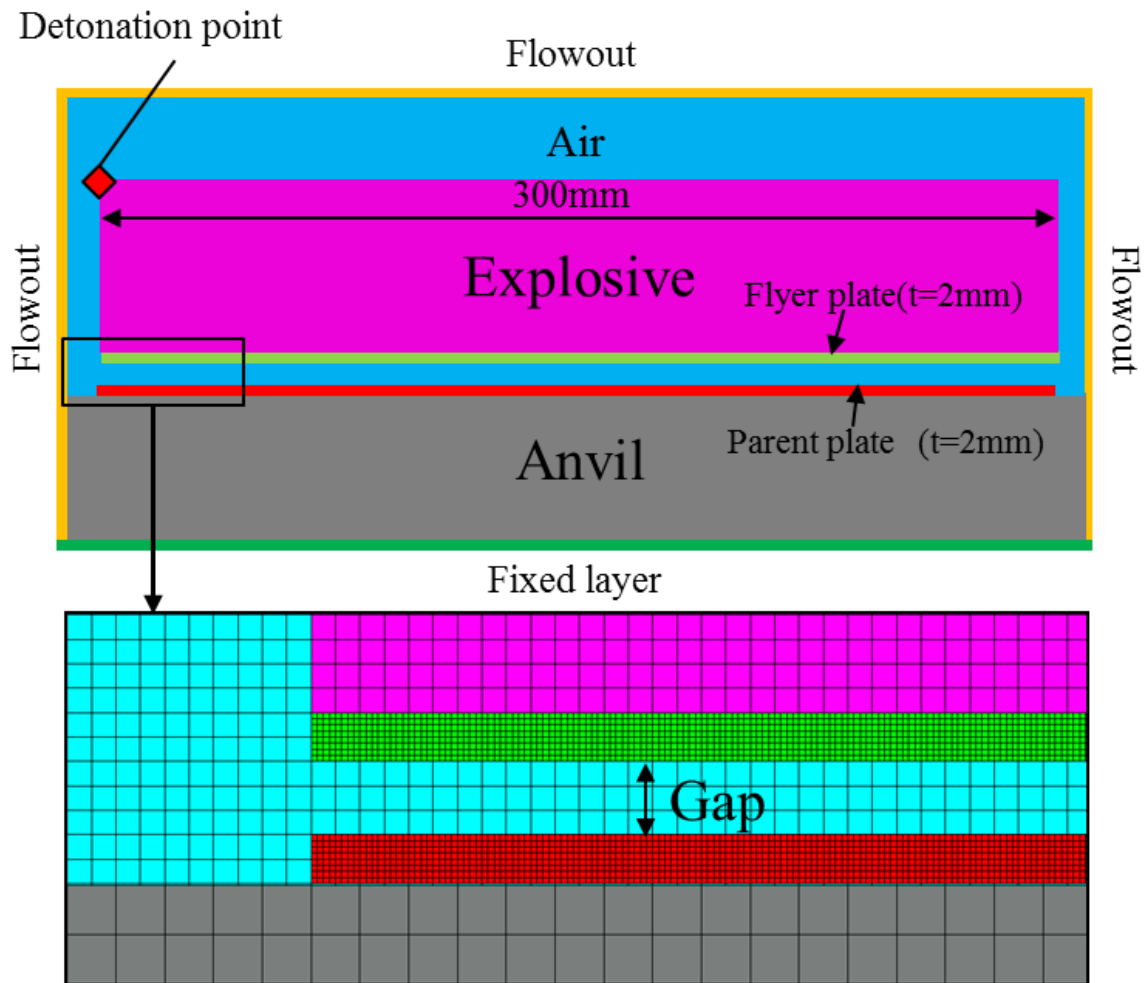


Fig.2- 5 Schematic illustration of Model 1(Euler-Lagrange coupling model).

#### 4.3. Model 1 で得られる解析結果の一例

Model 1 による、爆薬の爆轟とそれに伴う板材の変形挙動の解析結果の一例を Fig.2- 6 に示す。ここでは、ある一定の爆薬量、Flyer plate と Parent plate の間隔における起爆(0 $\mu$ s)から 110 $\mu$ s までの爆薬の爆轟ならびに板材の変形挙動を示した。起爆開始から 30 $\mu$ s 辺りから、爆轟を受けた Flyer plate が Parent plate に傾斜衝突していく様子が再現されている。その後、40~110 $\mu$ s まで、ほぼ一定条件で傾斜衝突が進行している。Model 1 解析の目的は、衝突点での  $V$  と  $\beta$  を求めることである。

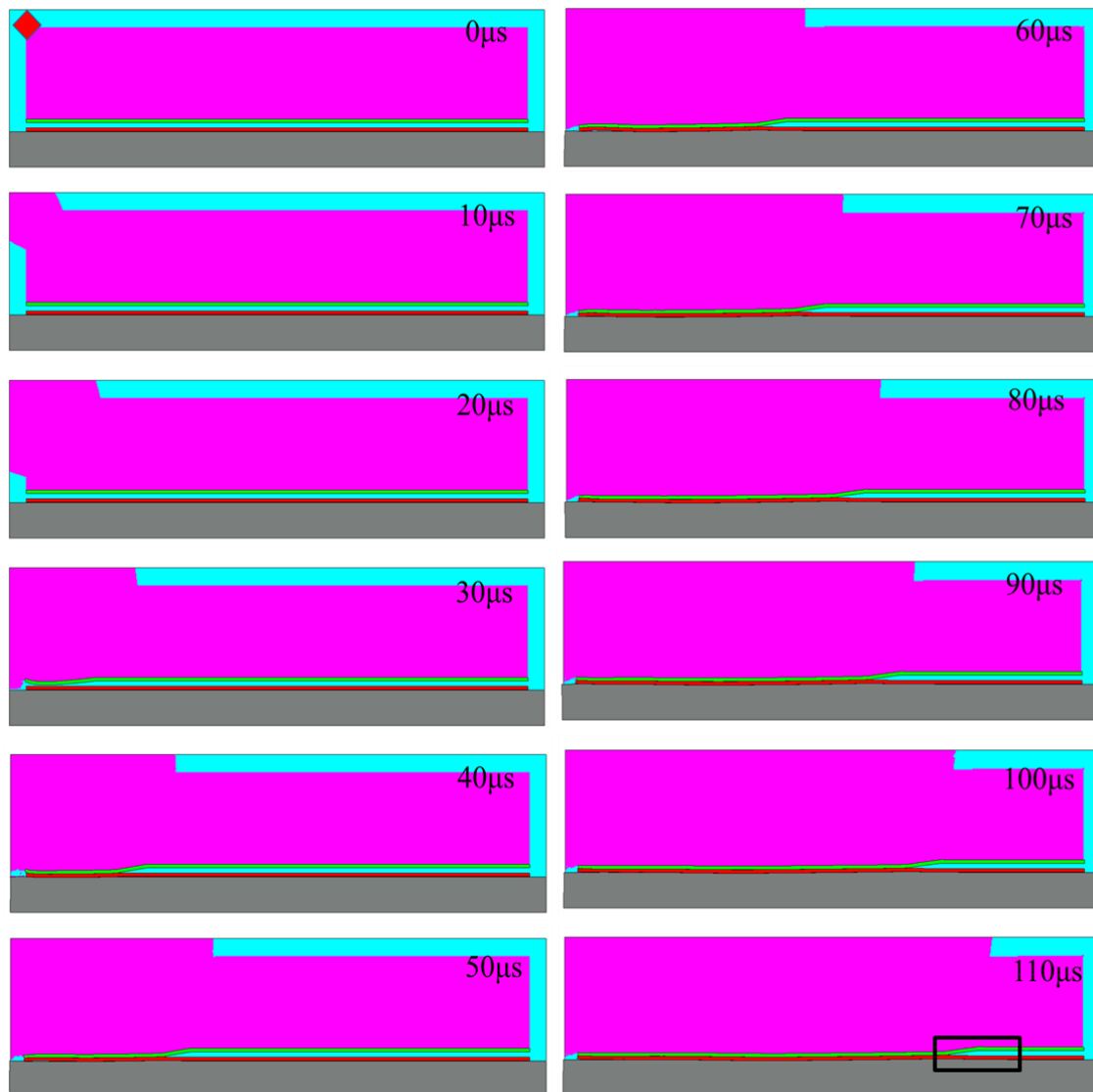


Fig.2- 6 Detonation process of the Mode 1.

Fig.2-7 に衝突速度と衝突角度の測定方法を示す。Fig.2-7 (a) は、Fig.2-6 の 110 $\mu$ s の黒枠内を拡大したものである。なお図中の破線は Flyer plate の表面と Parent plate の表面の延長線を示している。爆轟を受けた Flyer plate は Parent plate に傾斜衝突している。ここで、Fig.2-7(b) の白枠内に示すように、衝突点近傍ではメッシュが盛り上がるように変形しているが、このメッシュの盛り上がりは、衝突点からのメタルジェット放出に伴う変化を表していると考えられる。Fig.2-7(c)に Flyer plate の A~F の各位置における衝突面の速度ベクトルを示す。C~F の大きさや方向はほぼ同じであるのに対し、衝突点近傍の速度ベクトル A および B は、C~F と大きさも方向も異なる。特に速度ベクトル A の方向は、衝突点前方に向かっている。これは、この領域がメタルジェットとして放出されようとしている証拠である。しかし、Lagrange では、メッシュによる拘束があるため、衝突点から放出されるメタルジェットを完全に再現することはできない。よって、A や B の位置での速度ベクトルと、Flyer plate と Parent plate のなす角度は、本来の衝突速度と衝突角度を表すものではないと考えられる。そこで、

本研究では、衝突点近傍の Flyer plate と Parent plate の表面形状の変化を無視し、Fig.2-7(a)に示すような Flyer plate の表面と Parent plate の表面の延長線の交点における角度を衝突角度と定義した。また  $V$  についても、衝突点近傍の過剰なメッシュの変形の影響を受けない速度ベクトル  $C$  の  $V$  を衝突速度として定義し、 $V_x$  と  $V_y$  をその  $x$  成分、 $y$  成分の速度とした。このようにして Model 1 を用いて、Flyer plate の  $V$  と  $\beta$  を求める。

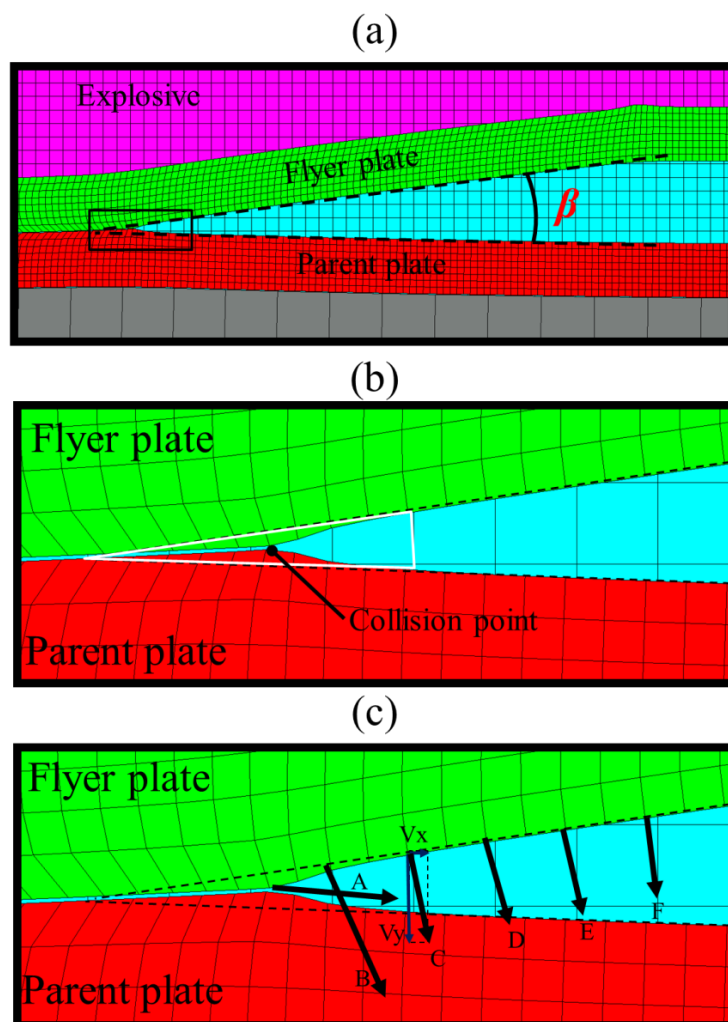


Fig.2- 7 (a) Measurement method of the impact angle between Flyer plate and Parent plate, (b) Excess deformation of the mesh near the collision point, (c) Vector of the Flyer plate near the collision point.

### 5. メタルジェットの放出ならびに波状界面の形成過程を再現する Model 2 (SPH model)

前項 4 では、爆薬の爆轟を再現し、衝突速度  $V$  と衝突角度  $\beta$  を求める Model 1 について述べた。ここでは、次のステップとして、 $V$  と  $\beta$  で衝突した衝突点からのメタルジェットの放出挙動と波状界面形成過程を再現する数値解析方法について検討を行う。

さて、先に述べたように Lagrange では、大変形する領域が Erosion されてしまうため、Lagrange で Flyer plate と Parent plate の衝突面に形成される複雑な波状界面形態を再現することは困難である。また、Euler では、計算空間全体にメッシュを配置しなくてはならないため、界面形態を再現するには膨大な要素数が必要であり、さらに、Euler では物質の境界すなわち、

ここでは衝突界面形態を精細に表現することが難しい。よって、Model 1 では Flyer plate と Parent plate の界面形態を再現することは困難であると考えられる。そこで、ここではメッシュレスの Lagrange 法である SPH 法を用いた Model2 を用いて、接合界面の波状界面を再現することを試みる。

### 5.1. SPH 法の概要

有限差分法や有限要素法では、計算空間上に、物理量を保持するための補完点としての格メッシュを、メッシュインデックスや要素テーブルに従って配置している。これに対し SPH 法では、メッシュのかわりに粒子を平滑化長さ  $h$  の間隔で計算空間に分布させている。SPH 法の概念を Fig.2-8 に示す。SPH 粒子はメッシュにとらわれない補完点で、連続体仮定を満たすような連続的な密度分布を持つ。すなわち、SPH 法はメッシュフリー(の Lagrange)であり、変形時のメッシュ形状による制限がないため、大変形の解析に非常に適している。

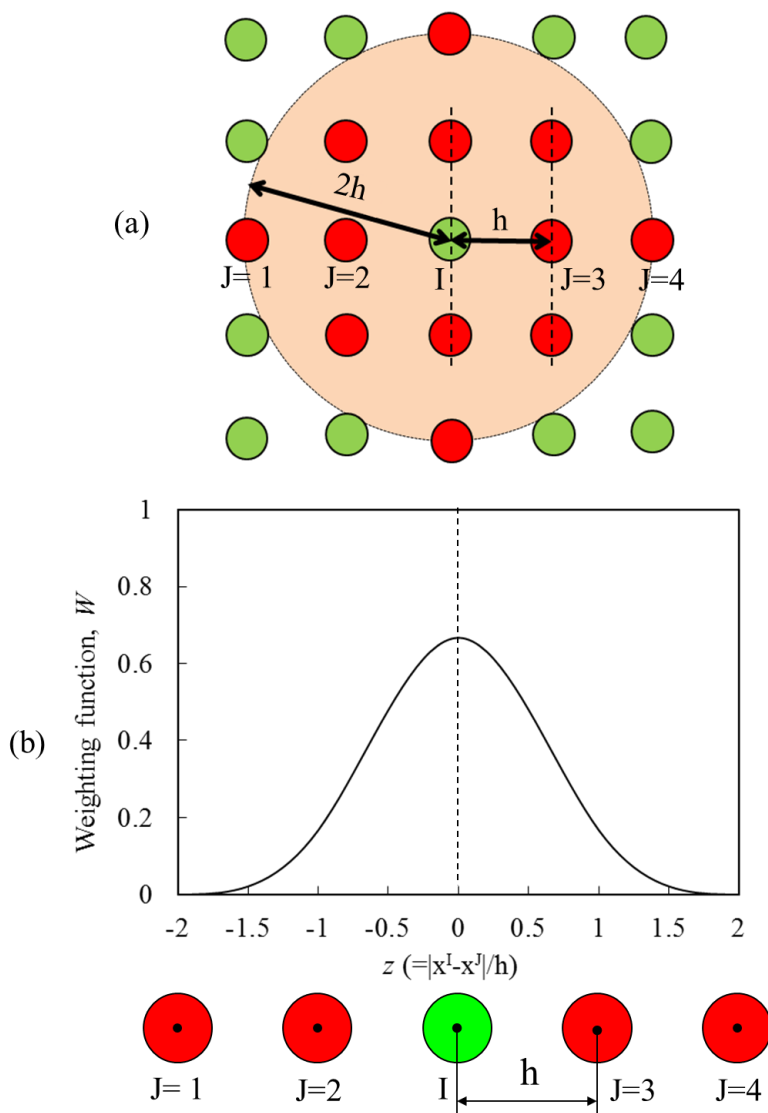


Fig.2- 8 (a) Schematic illustrations of SPH method ( $h$ : smoothing length) and (b) Kanel B spline.

ここでは、Fig.2- 8 の粒子 I に着目し、SPH 法における粒子 I の密度の算出方法を示す。

粒子 I の密度は、粒子の平滑化長さ  $h$  の 2 倍の半径を持つ円内に存在する粒子について、密度の算出式の式 2. 31 に従い、カーネル関数(Kernel B spline)と呼ばれる重み関数  $W$  を求めて、算出する<sup>102</sup>。

$$\rho^I = \sum_{J=1}^N m^J W^{IJ}(\mathbf{x}^I - \mathbf{x}^J, h) \quad 2. 31$$

$$\left[ \begin{array}{l} \rho^I: \text{粒子 I の密度, } m^J: \text{粒子 J の重量, } W: \text{重み関数,} \\ z \left( = \frac{|\mathbf{x}^I - \mathbf{x}^J|}{h} \right): \text{粒子間の距離の代表長さ, } \mathbf{x}^I: \text{粒子 I の位置, } \mathbf{x}^J: \text{粒子 J の位置, } h: \text{平滑化長さ} \end{array} \right]$$

重み関数  $W$  は、粒子間距離の代表長さ  $z(=|\mathbf{x}^I - \mathbf{x}^J|/h)$  と平滑化長さ  $h$  の関数であり、式 2. 32 から 2. 34 のように表すことができる<sup>103,104</sup>。例えば、平滑化長さ  $h$  が  $10\mu\text{m}$  の場合、粒子間距離が  $10\mu\text{m}$  以下であれば  $z < 1$  となるため、式 2. 32 で重み付けする。粒子間距離が  $10\mu\text{m}$  以上、 $20\mu\text{m}$  未満であれば、 $1 \leq z < 2$  となるため式 2. 33 で重み付けする。また、粒子間距離が  $20\mu\text{m}$  あるいはそれ以上であれば、 $z \geq 2$  となり、式 2. 34 に示すように  $W$  が 0 となる(重み付けされない)。

$$W_{z < 1} = \frac{10}{7\pi h^2} \left[ 1 - \frac{3}{2}z^2 + \frac{3}{4}z^3 \right] \quad 2. 32$$

$$W_{1 \leq z < 2} = \frac{10}{28\pi h^2} [2 - z]^3 \quad 2. 33$$

$$W_{z \geq 2} = 0 \quad 2. 34$$

このように、粒子間距離によって  $W$  は異なり、粒子間距離が短いほど  $W$  は大きくなる。一方、平滑化長さ  $h$  の 2 倍の半径より離れた位置にある粒子は、重み付けされず、 $W$  は 0 となる。つまり、平滑化長さ  $h$  の 2 倍の半径より離れた粒子は、粒子 I の密度に影響しない。

## 5.2. Model 2 の概要

Fig.2-9 に Model 2 の解析モデルの模式図を示す。この解析モデルは、Flyer plate, Parent plate および Anvil から構成される。なお、計算要素を削減するため、本研究では Flyer plate, Parent plate および Anvil 以外の空間は真空とした。Model 2 の対称系は奥行き方向が無制限と仮定した 2 次元平板体系とした。Flyer plate と Parent plate の寸法は、材料や衝突条件によって調整した。SPH 法において、解析時間と解析精度に大きく影響するのは、平滑化長さ  $h$  である。平滑化長さ  $h$  が細くなるほど、解析モデル内の粒子数が増加し、解析結果の情報量が多くなるが、解析に時間を要する。そのため、解析モデルの寸法、解析時間、解析精度のバランスを考慮し、最適な解析モデルを構築することが重要である。本研究で用いた具体的な解析モデルの寸法、平滑化長さについては後述する。

Model 1 の解析から得られた衝突速度  $V(V_x, V_y)$  と衝突角度  $\beta$  となるように、Model 2 の衝突

速度  $V(V_x, V_y)$  と衝突角度  $\beta$  を設定した. なお Anvil を固定するため, Anvil の最下部に配置した SPH 粒子に  $V_y=0$  の境界条件(Fixed layer)を設けた.

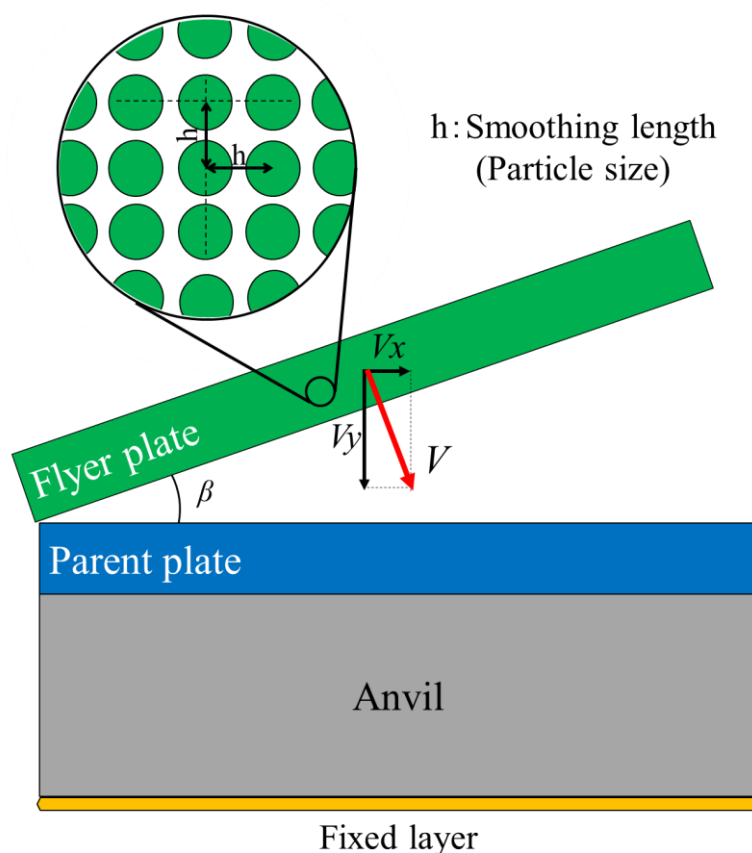


Fig.2- 9 Schematic illustration of Model 2. ( $\beta$ : impact angle,  $V(V_x, V_y)$ : impact velocity,  $h$ : Smoothing length)

### 5.3. 衝突中の温度と融点の算出方法

各粒子の温度は以下のようにして算出した.

物質に与えられる熱の変化量  $\Delta Q$  と物体の温度変化  $\Delta T$  の間には式 2. 35 の関係がある.

$$\Delta Q = mC_v\Delta T \quad 2. 35$$

式中の  $m$  は物体の質量,  $C_v$  は比熱である. 物体の温度を上昇させるには, 熱を加えることのほかに, この物体に力学的な仕事  $W$  を加える. その場合, 式 2. 35 は式 2. 36 ように表せる.

$$\Delta W + \Delta Q = mC_v\Delta T \quad 2. 36$$

$\Delta W$  は仕事の変化量である. 熱  $Q$  や仕事  $W$  の増加により, その物体の温度が上昇することは, すなわち, 物体の内部エネルギー  $E$  が増加したことを意味する. つまり, この内部エネルギーの変化量  $\Delta E$  は式 2. 37 で表現できる.

$$\Delta E = \Delta Q + \Delta W \quad 2.37$$

式 2.36 および 2.37 より,  $\Delta T$  は式 2.38 から求めることができる.

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{mC_V} = \frac{\Delta e}{C_V} \quad 2.38$$

式中の  $\Delta e (= \Delta E/m)$  は単位質量当たりの内部エネルギー変化量で,  $e$  は比内部エネルギーと呼ばれる.

固体の比熱は低温領域(0~300K)では大きく変化するが, 300K (室温)を超えるような温度領域での温度依存性は著しく小さく, ほとんど変化しない. このことは Dulong-Petit の法則として知られている. よって, 室温以上の金属であれば比熱はほぼ一定であるとみなせると考え, 室温以上での現象を取り扱う本研究では材料の比熱を定数とした.

比内部エネルギー変化は式 2.39 から算出する.

$$\Delta e = (s_{xx}\dot{\epsilon}_{xx} + s_{yy}\dot{\epsilon}_{yy} + 2s_{xy}\dot{\epsilon}_{xy})\frac{V}{m}\Delta t - p\frac{\Delta V}{m} \quad 2.39$$

式中の  $s_{ij}$ ,  $\dot{\epsilon}_{ij}$ ,  $V$ ,  $m$ ,  $t$  および  $p$  はそれぞれ, 応力テンソル, ひずみ速度, 体積, 質量, 時間および圧力である. 比内部エネルギーは, 式 2.39 の第 1 項の塑性変形によるエネルギー, 第 2 項の熱力学的仕事によるエネルギーの和である. つまり, 比内部エネルギーは, 衝突中の塑性変形と圧力変化に依存することがわかる.

Flyer plate と Parent plate が高速衝突する際, 接合界面では, 数十 GPa まで圧力が上昇する<sup>77-79,83</sup>. 圧力上昇は, 先に述べたように温度上昇をもたらすばかりではなく, 物質の融点を変化させる<sup>105,106</sup>. 接合界面における局所融解を検討するためには, 高圧力下での接合界面の温度変化と融点の変化の両方について明らかにする必要がある. そこで本研究では, 以下のように圧力変化に伴う融点変化を求めた.

1966 年に Gilvarry は, 過去の研究のデータに基づき Lindemann の融解公式を近似することで簡略化し, 融点の圧力依存性が式 2.40 で表せることを示した<sup>105</sup>.

$$T_m = T_{m0} \left( \frac{V_0}{V} \right)^{2\Gamma - \frac{2}{3}} \quad 2.40$$

$T_m$ ,  $T_{m0}$ ,  $V$ ,  $V_0$  および  $\Gamma$  はそれぞれ, 高圧力下の融点, 大気圧下での融点, 高圧力下の体積, 大気圧下の体積, Grüneisen 係数である. 過去, 多くの衝突実験から, 体積変化( $V_0/V$ )と圧力の間には線形関係が成り立つことが明らかになっている<sup>107</sup>. Cu, Ni および Al については式 2.41~2.43 のように表せる.

$$\frac{V_0}{V_{Cu}} = 0.0054p + 1, \quad 2.41$$

$$\frac{V_0}{V_{Ni}} = 0.0029p + 1. \quad 2.42$$

$$\frac{V_0}{V_{Al}} = 0.0087p + 1. \quad 2.43$$

これらを式 2.40 に代入し, 各金属の圧力変化に伴う融点の変化が導かれる.

本研究では、注目する SPH 粒子の衝突中の圧力の時刻歴変化を Gauge point の機能を用いて求めることにより、衝突中の融点変化について検討する。Gauge point は AUTODYN に備わっている機能であり、特定の SPH 粒子に Gauge point を設置することで、その粒子に関するパラメータ(圧力、温度、比内部エネルギー等)の時刻歴変化を知ることができる。

#### 5.4. Model 2 による解析結果の一例

Fig.2- 10 に Model 2 による解析結果の一例を示す。Fig.2- 10 は Flyer plate が Parent plate に衝突していくプロセスを示している。①は初期状態で、Flyer plate はまだ Parent plate に衝突していない。②では、Flyer plate が Parent plate に衝突し、衝突面に波状界面が形成され始めている。また衝突点からはメタルジェットが放出されている。③では、Flyer plate と Parent plate の衝突が完了し衝突面にはほぼ全面に渡って波状界面が形成されている。衝突後半部分(破線の赤枠内の領域)では、波状界面の波高と波長がほぼ同じであることから、今後、この領域を「定常部」と呼ぶことにする。

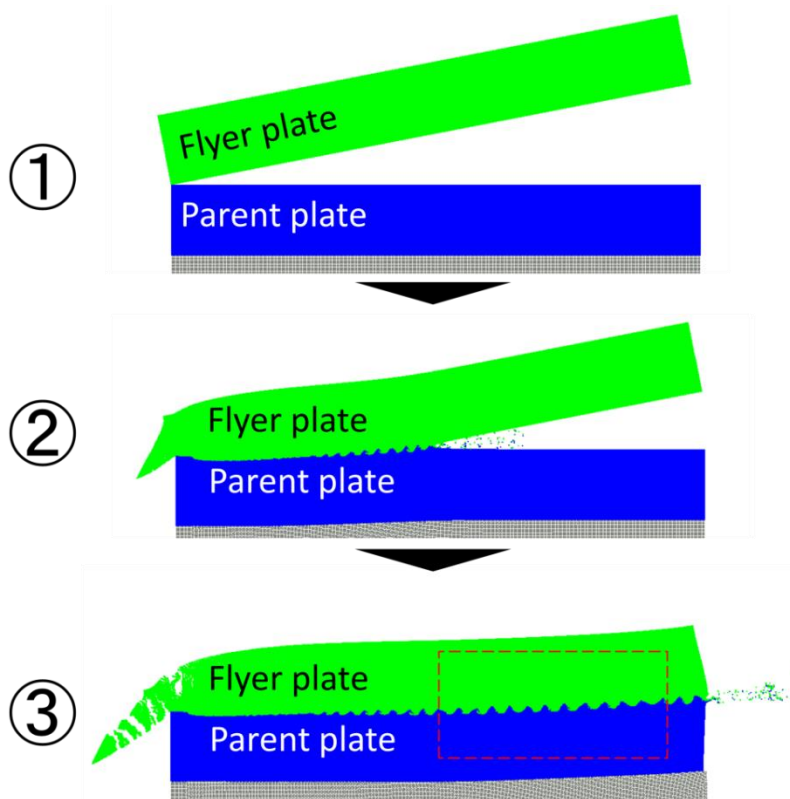


Fig.2- 10 Overview of the impact process of the Model 2.

Model 2 の解析を行う目的は、実験的観測が困難なメタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程を再現することに加え、接合界面近傍の温度変化を明らかにすることである。Model 2 を用いた解析により、Fig.2- 11 および Fig.2- 12 に示すように、衝突中の波状界面の形成過程と温度分布の時刻歴変化を得ることができる。Flyer plate と Parent plate が衝突すると、衝突点からメタルジェットが放出され、さらに、衝突点後方には波状界面が形成されていく。さらに、接合界面近傍では、急激な温度上昇がみられ、特に波の波頭に位置する渦部では

2000K 以上の温度に達する領域が見られた。さらに、温度上昇領域が見られるのは、接合界面近傍にのみであり、界面から離れた母材部分では、ほとんど温度が上昇していないことがわかる。

Fig.2- 11 は、密度差がほとんどない金属(例えば 同種金属, Cu と Ni 等の組み合わせ)を爆発圧接した際の波状界面形成過程と接合界面の温度上昇過程を解析した一例である。衝突点からメタルジェットが放出され、接合界面に正弦波状の波状界面が形成されている。また波状界面形成に伴う接合界面近傍の温度上昇も再現されている。

Fig.2- 12 は、密度差が大きい異種金属同士(例えば Cu と Al, Al と Fe 等)を爆発圧接した際の波状界面形成過程と接合界面の温度上昇過程を示したものである。衝突点からメタルジェットが放出され、さらに、この場合には接合界面にトリガー状の波状界面が形成される様子が再現されている。波状界面で生じる温度上昇も同様に再現できている。

得られた温度分布から、例えば両金属の融点を越えた粒子を融解しているものとみなすことにより、波状界面近傍における「局所融解」現象について議論することが可能である。

Fig.2- 13(a)は、密度差がほとんどない金属同士の爆発圧接材、(b)は密度差の大きい金属同士の爆発圧接材の接合界面について、局所融解する可能性のある領域(Local melting zone: LMZ)を示したものである。さらに局所融解領域に各々の金属の SPH 粒子がどれ程の割合で含まれているかを調べることにより、局所融解領域の組成を推測することも可能である。次にその一例を示す。

Fig.2- 14 は爆発圧接法で作製した Al/Fe(A1050/SPCC)接合界面の SEM-BEI である。接合界面は波状を呈しており、さらに界面にはコントラストの異なる中間層が対をなして観察されている。これらの中間層について EPMA による組成分析を行うと、Fig.2- 14 の青矢印で示す領域(Front Side Layer: FSL)の化学組成は、平均で 90wt.%Al-10wt.%Fe であった。一方、赤矢印で示す領域(Tail Side Layer: TSL)の化学組成は、平均で 50wt.%Al-50wt.%Fe であった。

Fig.2- 15(a)は、SPH 法で再現した Al/Fe 爆発圧接材の波状界面である。Fig.2- 15(b)は接合界面における温度分布の解析結果である。図中の赤い粒子は Fe の融点を越えており、また緑の粒子は Al の融点を越えていることを示している。これは、接合界面には局所融解が生じる領域を示唆している。このような領域内にある Al と Fe の SPH 粒子の分布に着目すると、ひとつの波に対応する局所融解領域は、Fig.2- 15(a)の破線で示すような 2 つ領域に分けられた。ひとつは Al と Fe の SPH 粒子がおおよそ 1:1 で混ざり合った領域(TSL region に対応)、もうひとつは、ほとんど Al 粒子からなる領域(FSL region に対応)であった。Al と Fe の SPH 粒子数の比率から、各領域の平均化学組成を推算すると、TSL region の組成は 51wt.%Al-49wt.%Fe, FSL region の組成は 92wt.%Al-8wt.%Fe であった。このように、数値解析から得られた波状界面形態ならびに局所融解領域の温度分布、ならびに組成は、実際に爆発圧接によって作製した接合材の接合界面に観察されるそれらと定量的によく一致する。

このように、SPH 法を用いれば接合界面の波状界面形態のみならず接合界面の温度分布、局所融解の可能性の有無を明らかにできると考えられる。

$$\rho_1 \doteq \rho_2$$

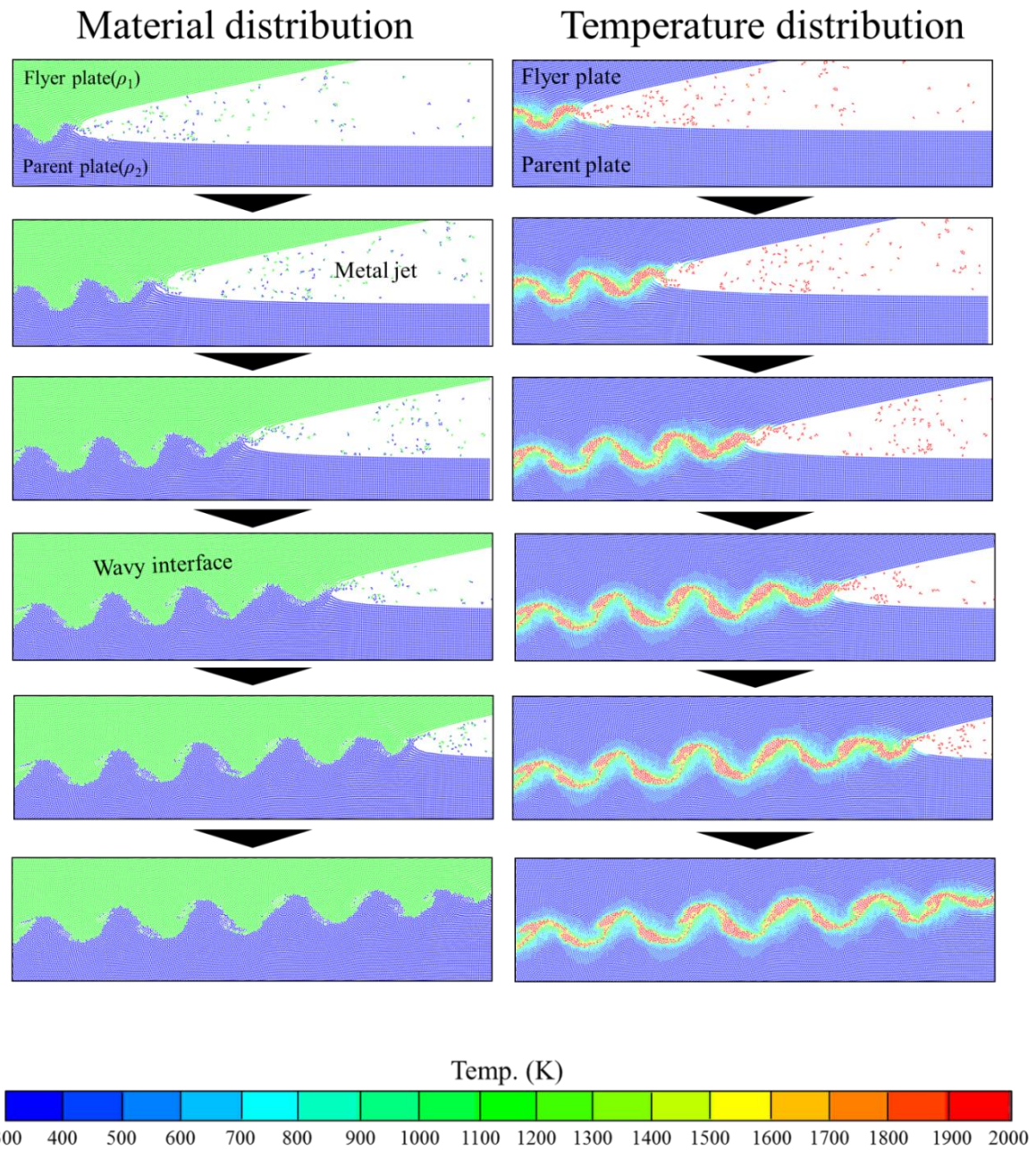


Fig.2- 11 Material distribution and temperature distribution near the joint interface for low density difference.

$$\rho_1 > \rho_2$$

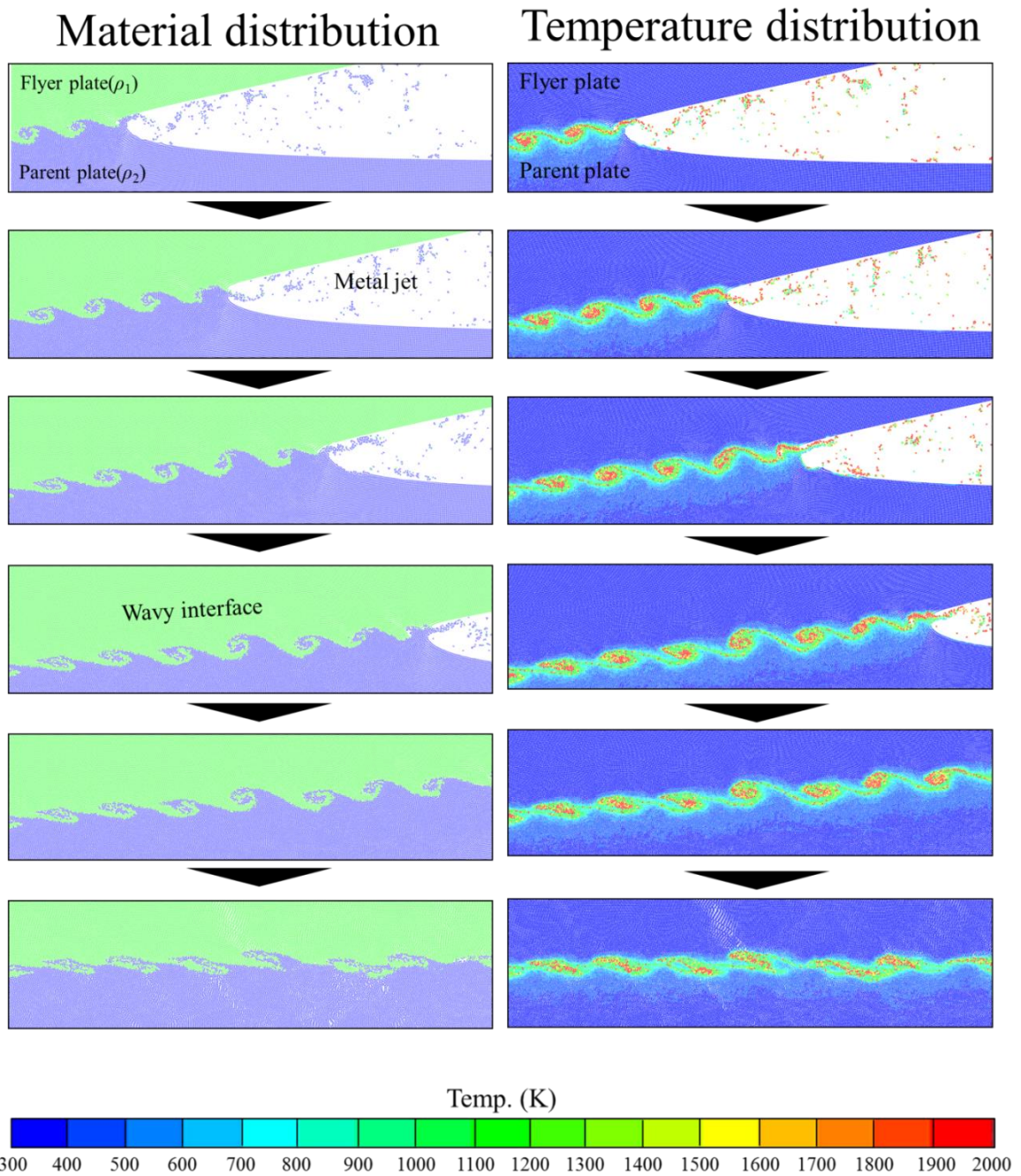
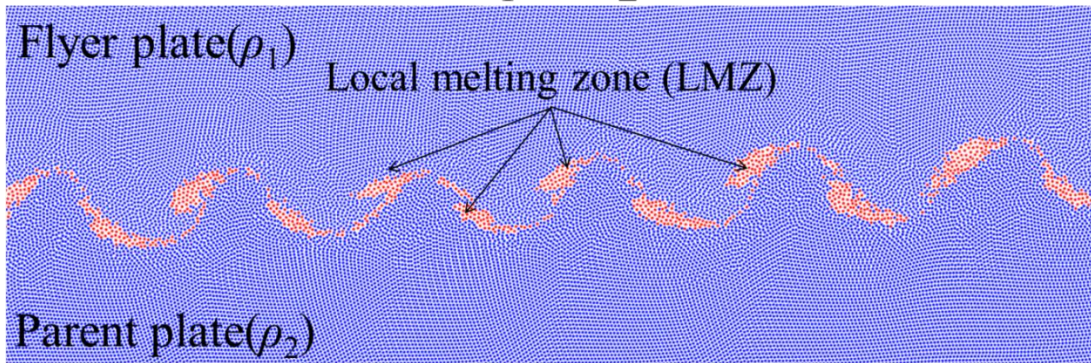


Fig.2- 12 Material distribution and temperature distribution near the joint interface for high density difference.

(a)  $\rho_1 \doteq \rho_2$



(b)  $\rho_1 > \rho_2$

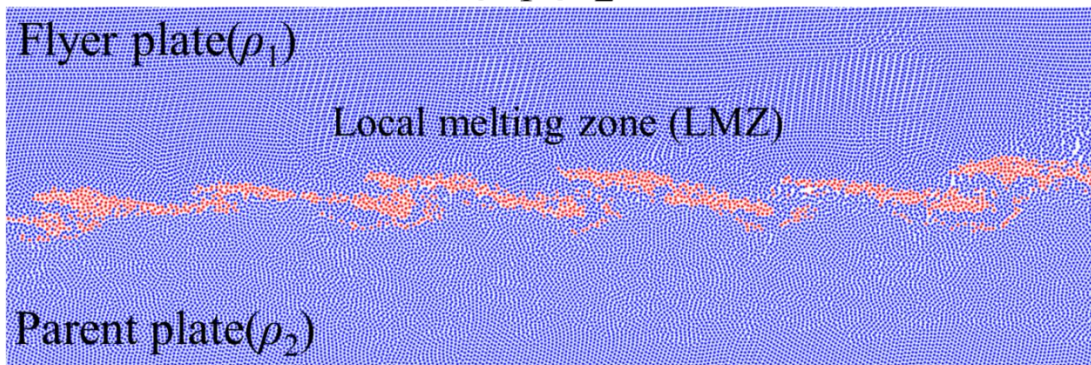


Fig.2- 13 Local melting zone of the low and high density difference.

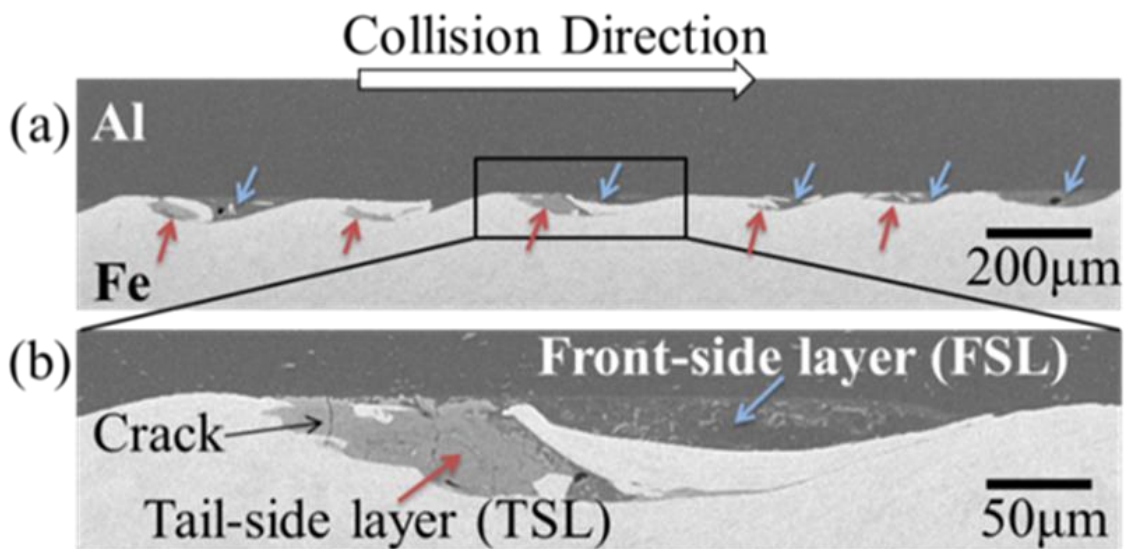


Fig.2- 14 SEM-BEI images of the (a) interfacial morphology and (b) magnified image of the interfacial morphology<sup>9</sup>.

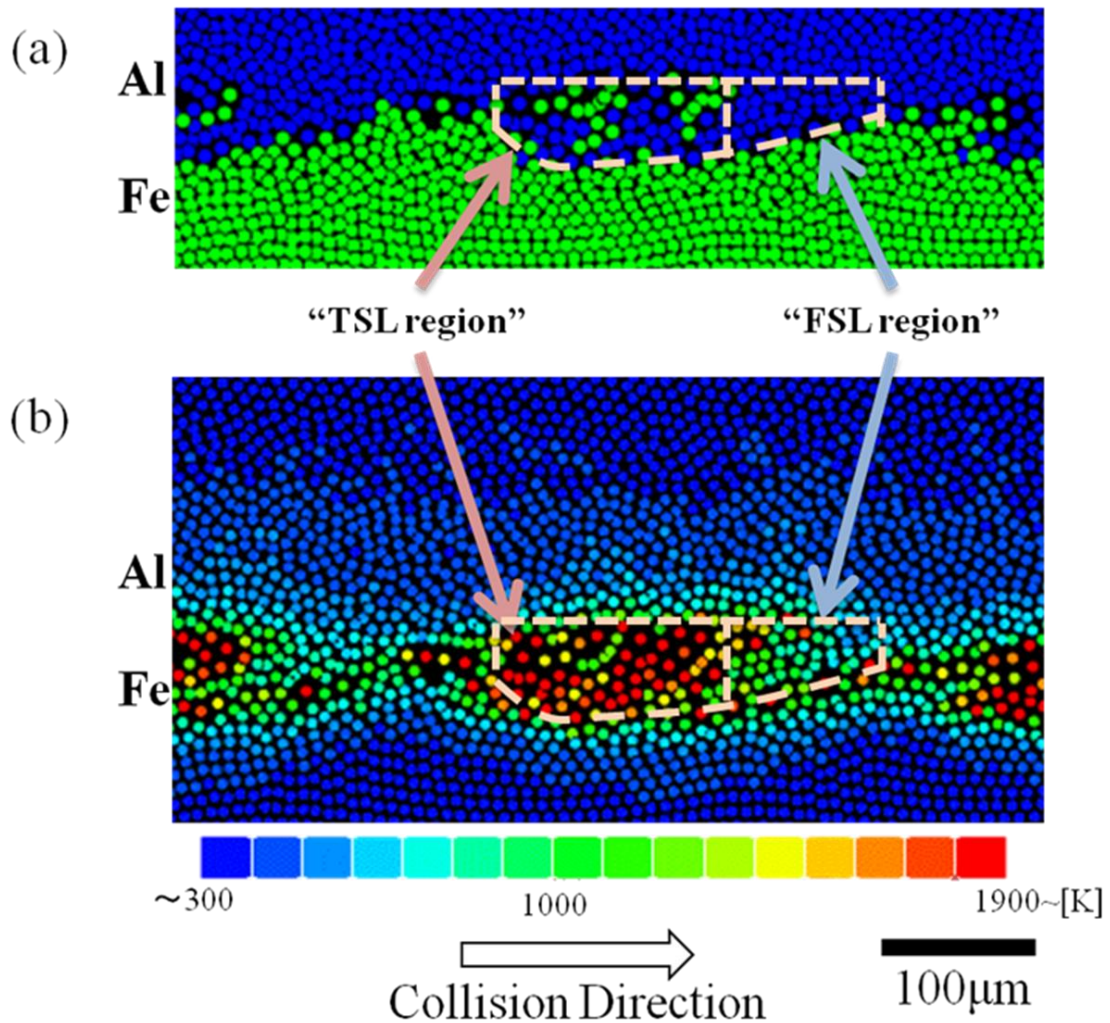


Fig.2- 15 (a) Particle distribution and (b) temperature distribution for the TSL and FSL calculated in the numerical analysis<sup>9</sup>.

## 6. 接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現する解析モデル(Model 3)

前項 5 で述べたように Model 2 の解析を実施することで、波状界面形成直後の波状界面形態(物質分布)、温度分布、局所融解領域の位置、組成に関する知見を得ることができる。しかし、Model 2 の解析コードである AUTODYN の SPH ソルバーでは熱伝導が考慮されていない。よって、衝突による波状界面形成後の温度変化、すなわち接合界面を含む接合材の冷却過程を解析することができない。

そこで、熱伝導を考慮した新たな解析モデル(Model 3)を作製し、Model 2 で得られた物質分布と温度分布を初期条件として、接合界面での冷却過程や局所融解領域の凝固によって生成する合金化領域や中間層の生成過程について解析を行った。

### 6.1. Model 3 の解析手法とその解析のフローチャート

波状界面の形成に伴い高温になった接合界面は、その後、ほぼ室温から変化していない母材への熱伝導により、接合界面の温度低下(冷却)ならびに、それに伴う局所融解領域の凝固が

生じるはずである。そこで、OpenFOAM の laplacianFoam を用いて、接合界面における冷却過程と、局所融解領域の凝固過程を再現する新たな解析(Model 3)を実施した。OpenFOAM の laplacianFoam は固体の熱拡散方程式(式 2. 44)に代表される Laplace 方程式を FVM で離散化するソルバーである。

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla^2(\alpha, T) = 0 \quad 2. 44$$

式中の  $\alpha$  は熱拡散率である。解析にあたっては、OpenFOAM 内の熱拡散のチュートリアル所蔵のプログラムをベースに、本研究の解析内容に合わせて、プログラムを改良し、実施した。

Fig.2- 16 に Model 3 解析のフローチャートを示す。2 段目のコラムは Model 3 の初期状態を表しており、ここでの材料識別番号 C、熱拡散率  $\alpha$  ならびに温度  $T$  は、Model 2 の解析で得られた物質ならびに温度分布( $\rho$  ならびに  $T$ )を、Fig.2- 17(a) に示す方法で変換して求める。

Fig.2- 17(a)は Model 2 の SPH 粒子を表している。今、これらのうち A~D の粒子に注目する。各粒子は、接合に供した材料 1 あるいは 2 のどちらかの粒子であり、これらは、それぞれ、温度  $T_{A-D}$ 、密度  $\rho_{1-2}$  を持つ。また材料識別番号の C=1 は材料 1、C=2 は材料 2、C=3 は局所融解領域を意味する。Model 2 の粒子分布に SPH 粒子の平滑化長さに等しい  $10 \times 10 \mu\text{m}$  の格子をあてはめ、A~D の各粒子内のメッシュの交点に位置する密度と温度を AUTODYN のライントレース機能を用いて読み取る。読み取った温度と密度をもとに、Fig.2- 17(a) に示すフローチャートに従って密度を熱拡散率に変換する。一例として次の場合を考える。A、B、C および D の温度をそれぞれ、1000、500、2000、1500K、材料 1 の融点  $T_{m1}$  は 900K、材料 2 の融点  $T_{m2}$  は 1200K とする。粒子 A に着目すると、密度は材料 1 と等しいが、温度  $T_A$  は  $T_{m1}$  を超えていない。よって粒子 A を、固相の材料 1 であるとみなす。従って、この領域のメッシュには  $T=T_A$ 、 $\alpha=\alpha_1$ 、C=1 が初期条件として定義される。同様に粒子 B に対応するメッシュには、 $T=T_B$ 、 $\alpha=\alpha_2$ 、C=2 が初期条件として定義される。次に粒子 C、D に着目すると、密度の情報により、C は、材料 1、D は材料 2 と判定される。さらに温度  $T_C$  および  $T_D$  が、各々  $T_{m1}$  と  $T_{m2}$  を超えているため、C、D の粒子は融解しているものとみなせる。従って、メッシュ C および D には、それぞれの温度  $T_C$  および  $T_D$  と局所融解領域(LMZ)の熱拡散率  $\alpha_3$  と C=3 が定義される。

このような変換作業を Model 2 のすべての SPH 粒子に対して行うことにより、Model 2 で求めた温度分布と密度分布(物質分布)から Model 3 の初期条件である材料識別番号、温度分布、熱拡散率を得ることができる。

Model 3 では熱伝導方程式を解くことにより、接合界面での熱伝導を再現することができる。その際、温度低下に伴い Fig.2- 17(b)に示すような材料識別番号と熱拡散率の更新を行う必要が生じる。Fig.2- 17(b)のメッシュ C に注目し、その一例を示す。各メッシュの温度  $T_{A-D}$  が冷却によって温度  $T'_{A-D}$  まで低下した場合を考える。メッシュ C の温度  $T'_C$  を 750K とし、局所融解領域の凝固温度  $T_{m3}$  を 800K とする。なお、局所融解領域の凝固温度は、Model 2 で求めた局所融解領域の組成をもとに、接合材に用いた金属の平衡状態図から推定した。局所融解領域と定義されているメッシュ C は、局所融解領域の凝固温度を下回っていることから、

この局所融解領域は凝固したものと判定され、メッシュ C の材料識別番号と熱拡散率が合金化領域あるは中間層の材料識別番号(C=4)と熱拡散率( $\alpha_4$ )に更新される。これにより合金化領域あるいは中間層の凝固を再現することができる。

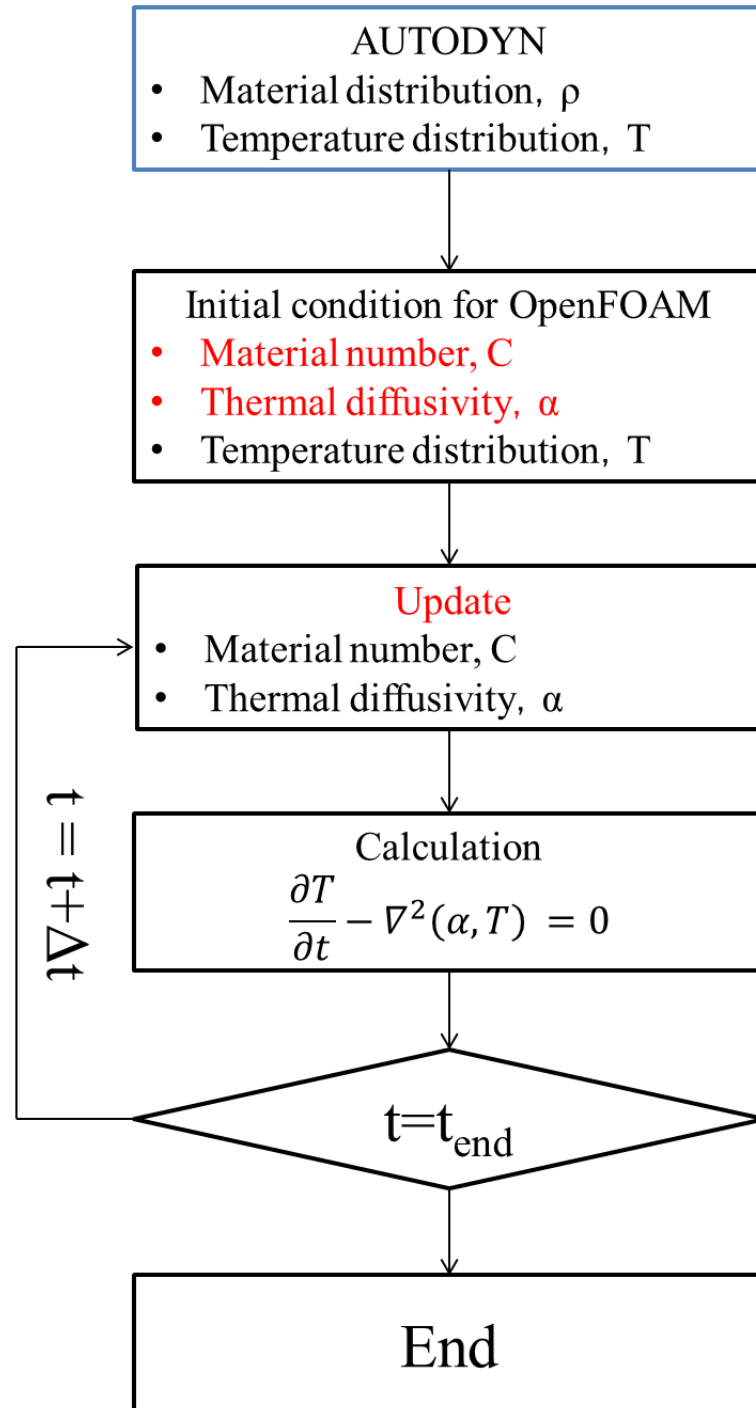


Fig.2- 16 Flowchart of the calculation cycle of Model 3.

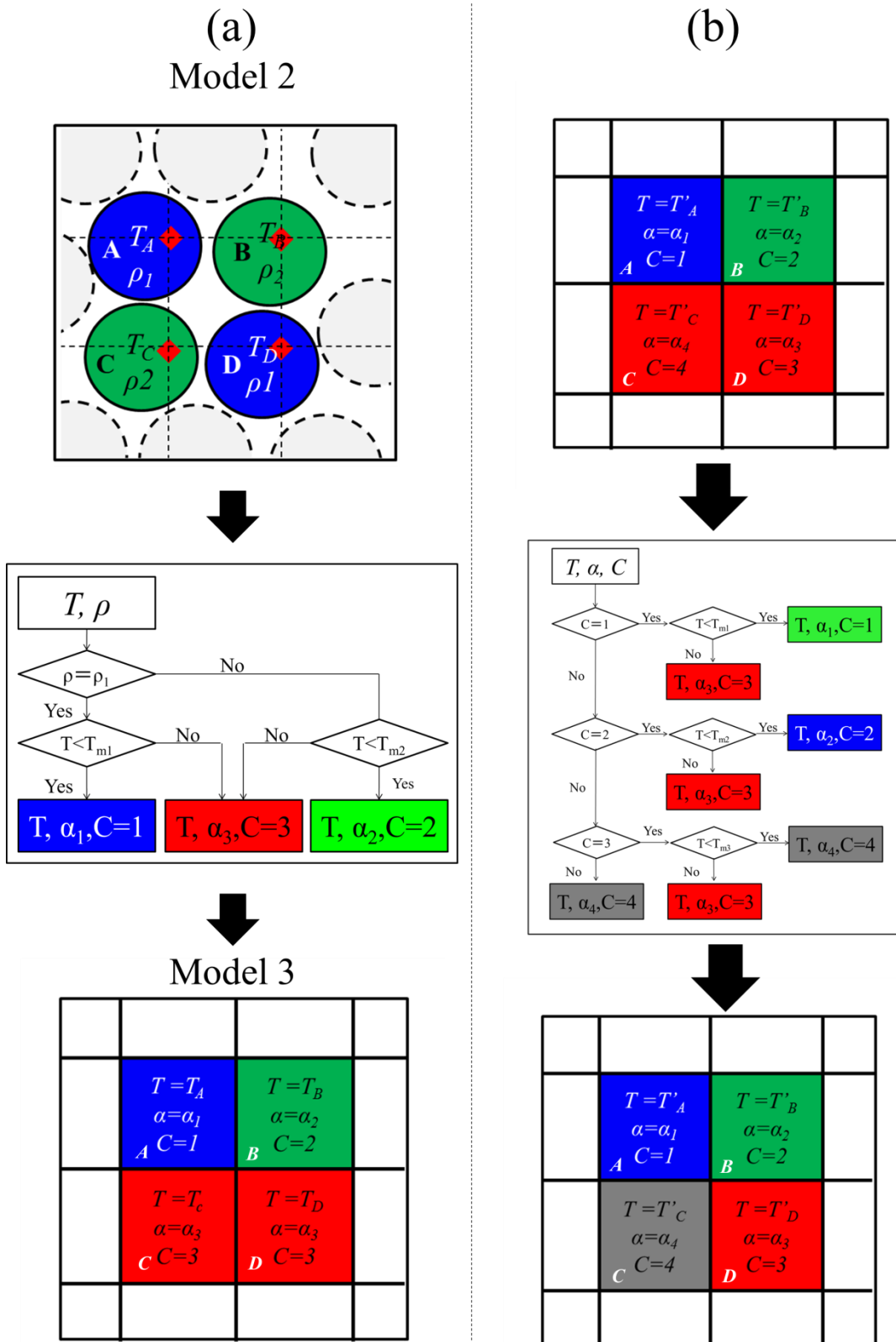


Fig.2- 17 (a) Conversion method from Model 2 to Model 3, (b) Update method of the material number and thermal diffusivity in the calculation cycle for model 3.

## 6.2. Model 3 のメッシュサイズと適切なタイムステップ

Model 2 のすべての SPH 粒子について、Fig.2- 17(a)に示した変換作業を行うには多くの時間を要し、さらに解析モデルの要素数が膨大になる。そこでここでは Fig.2- 18(a) に示す Flyer plate と Parent plate の衝突が完了した際の定常部の一部(図内の赤枠の領域)に注目した。この赤枠の領域(定常部)では、同じ波高と波長を有する波状界面が形成されており、この接合条件における代表的な界面形態を呈している。Fig.2- 18(b)は Model 2 の定常部の一部を Fig.2- 17(a)に示したフローチャートを用いて変換して得た Model 3 を示す。図中の緑は Flyer plate, 青は Parent plate, 赤は両成分が混ざり合いかつ、融点を超えている局所融解領域を示している。

メッシュサイズ( $\Delta x$  および  $\Delta y$ ), 時間ステップ( $\Delta t$ ), 熱伝導率( $\alpha$ )は、Model 3 で安定した解析を行う上で重要なパラメーターである。安定した解析を行うためには、これらのパラメーターが 1928 年に Richard Courant, Kurt Friedrichs, Hans Lewy によって提唱された CFL 条件を満たす必要がある。C は Courant 数と呼ばれる CFL 条件のパラメーターであり、2次元の熱拡散方程式では、C の値は式 2.45 で定義される。C が 1 以上となると、解は発散してしまい解析不能になる。そのため、一般的に C が 1 以下であれば、安定した解析を行うことができることが知られている。そこで、本研究では、 $C \leq 1$  となるように Model 3 の最適な時間ステップを式 2.46 から求めた。Fig.2- 17(c) に示したように、Model 3 の解析モデルは正方形のメッシュ( $\Delta x = \Delta y$ )で構成され、メッシュサイズは Model 2 の平滑化長さ  $h$  に等しい。

$$\frac{2\alpha\Delta t}{\Delta x\Delta y} \equiv C \quad 2.45$$

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x \Delta y}{2\alpha} \quad 2.46$$

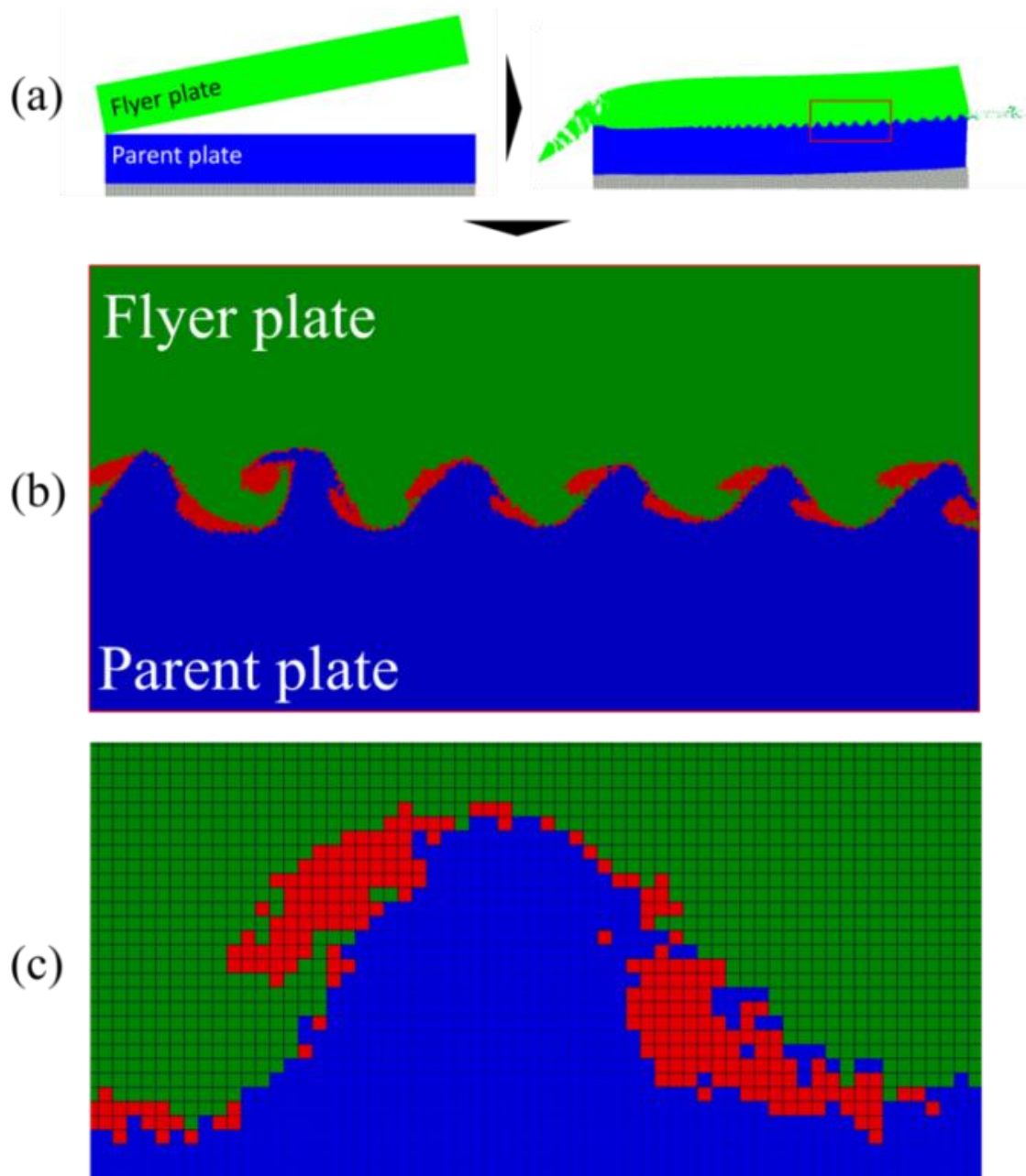


Fig.2- 18 (a) Overview of the impact process in Model 2, (b) Schematic illustration of Model 3, (c) Rectangle mesh in the Model 3.

### 6.3. Model 3 で得られる解析結果の一例

Fig.2- 19 に密度差がほとんどない異種金属を爆発圧接して得られる接合界面の冷却過程を, Model 3 により解析した例を示す. 接合界面近傍から母材への熱伝導ならびに, 接合界面における温度の時刻歴変化(冷却過程)が再現できている.

一方, Fig.2- 20 は密度差が大きい異種金属を爆発圧接して得られる接合界面の冷却過程の例である. Fig.2- 19 と同様に接合界面近傍から母材への熱伝導ならびに, 接合界面における温度の時刻歴変化(冷却過程)が再現できる.

また, メッシュの 1 つに注目し, そのメッシュにおける温度の時刻歴変化も求めることに

より、接合界面全体の温度変化だけでなく、接合界面の任意の場所(例えば局所融解領域や界面から離れた母材中等)の冷却速度を求めることも可能である。

さらに Model 3 では、各メッシュの温度と融点の情報をもとにそのメッシュの材料識別番号を更新することで、局所融解領域の凝固過程について検討することもできる。

Fig.2- 21 は Cu/Ni 接合材の合金化領域の生成過程を示したものである。Cu と Ni は密度差がほとんどなく、かつ全率固溶型の合金であるため、すべての組成範囲において両成分が混ざり合い、合金化が起こる。この図では、Flyer plate の Cu を緑、Parent plate の Ni を青、局所融解領域を赤色、合金化領域を灰色で示している。温度の低下とともに、局所融解領域が凝固し、合金化領域が生成される様子が再現できている。

2 元系状態図上で種々の金属間化合物相のような中間層が生成する Cu/Al 接合材の接合界面組織の変化も本手法を用いて再現することができる。Fig.2- 22 は、Cu/Al の接合界面の局所融解領域から中間層が生成される様子を示している。この図では、Flyer plate の Cu を緑、Parent plate の Al を青、局所融解領域を赤色、中間層を灰色で示している。Cu/Al 接合材についても、温度低下とともに、局所融解領域が凝固し、中間層が生成される様子が再現できている。

このように、接合界面の冷却過程ならびに合金化領域あるいは中間層の生成過程を、Model 3 によって数値解析することが可能である。得られた解析結果を実験結果と比較することによって、合金化領域や中間層が生成する際の冷却速度、合金化領域や中間層の形状や大きさ(幅)、最終凝固部の位置等について明らかにすることができる。

$$\rho_1 \doteq \rho_2$$

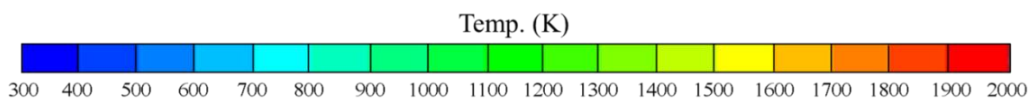
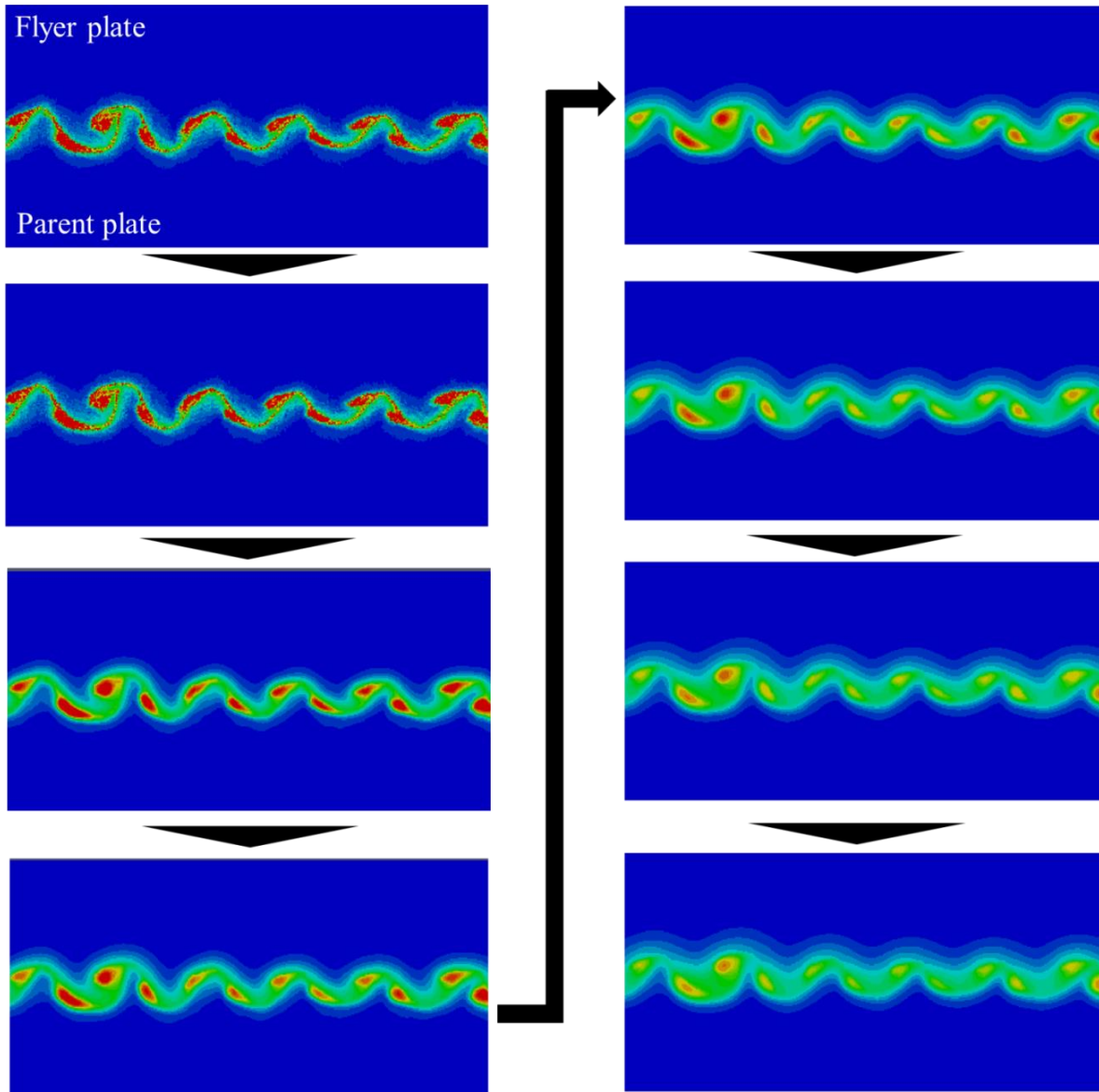


Fig.2- 19 Cooling process near the joint interface for low density difference.

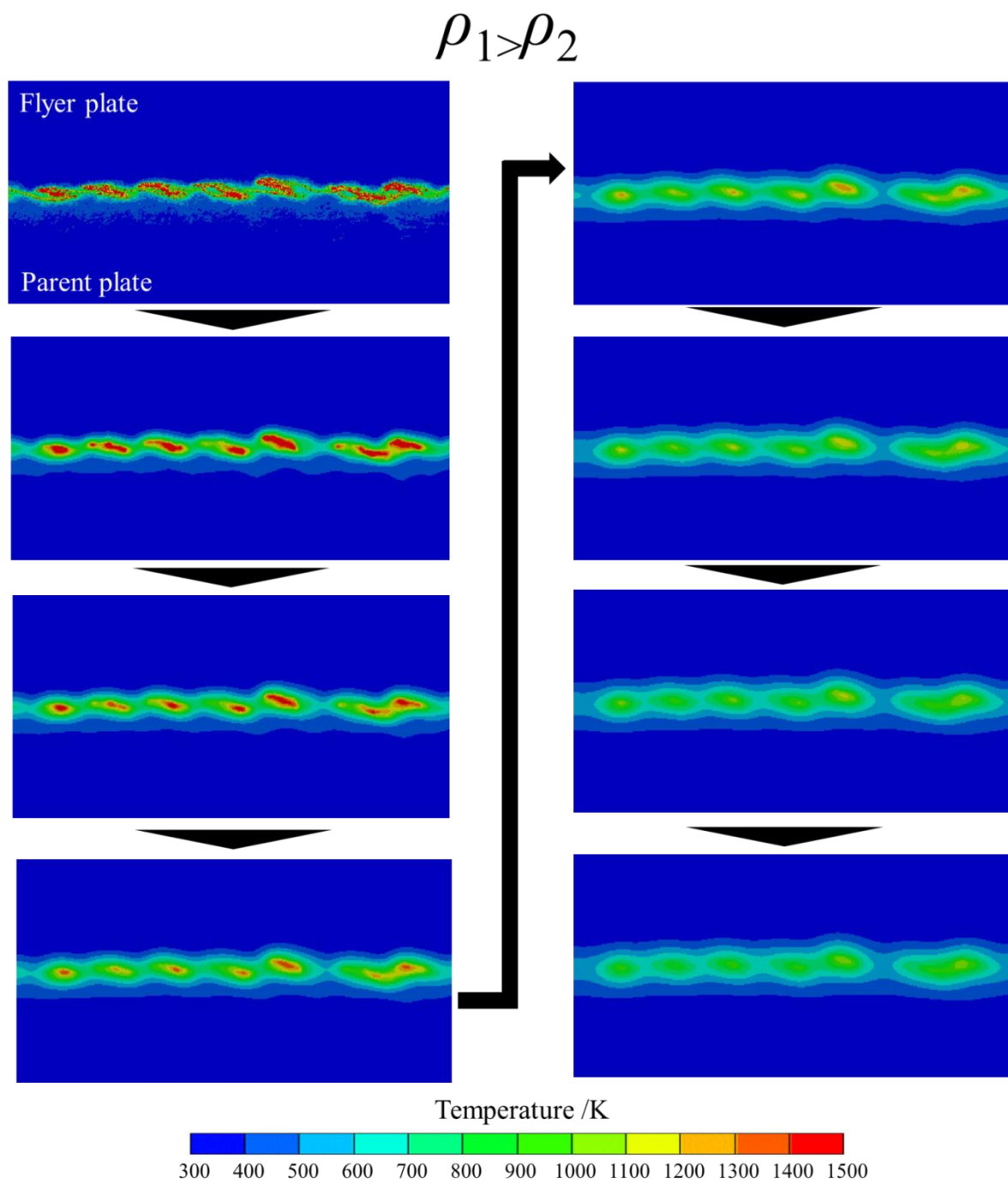


Fig.2- 20 Cooling process near the joint interface for high density difference.

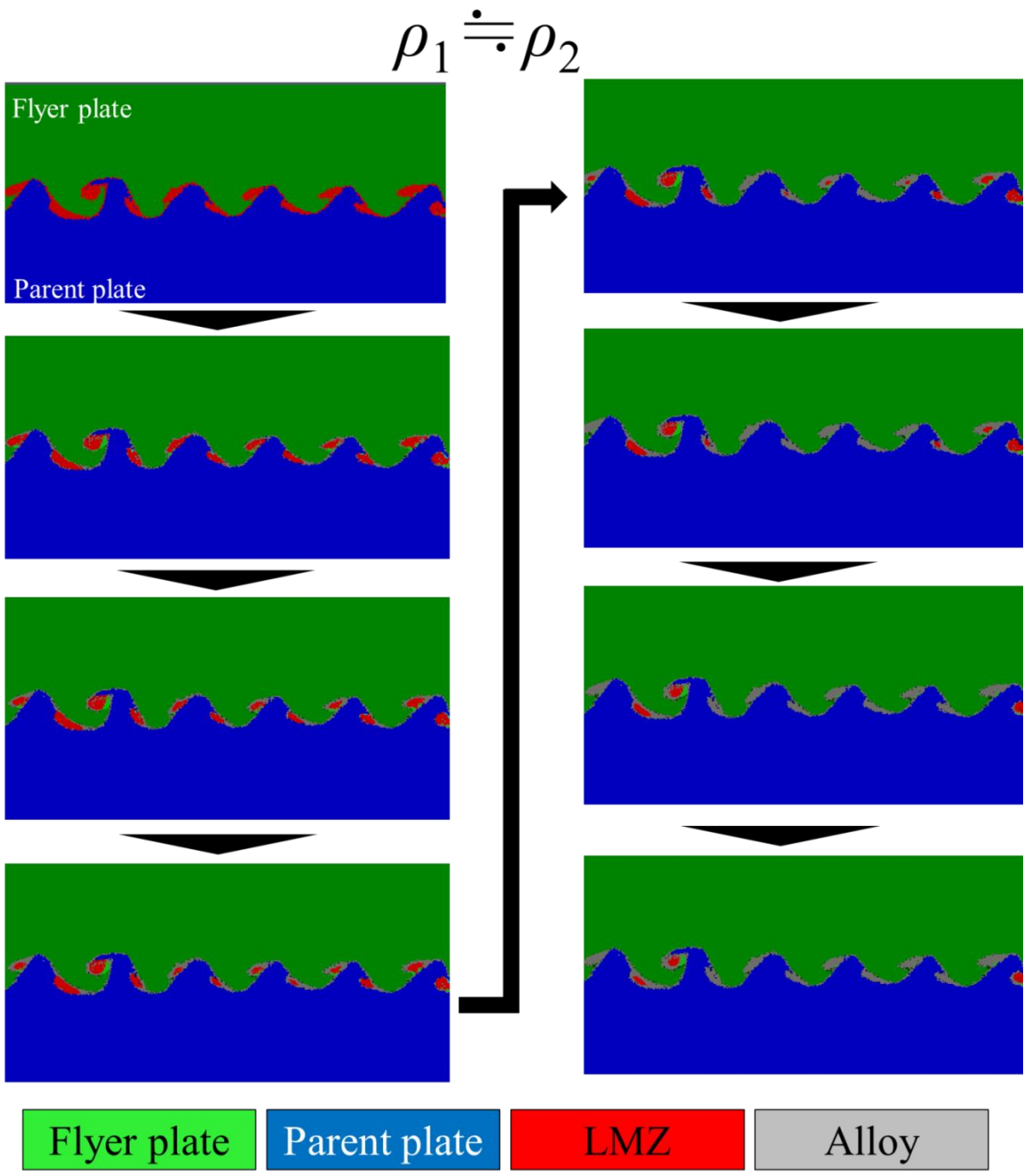


Fig.2- 21 Formation process of the alloy region (Alloy) near the joint interface for the low density difference.

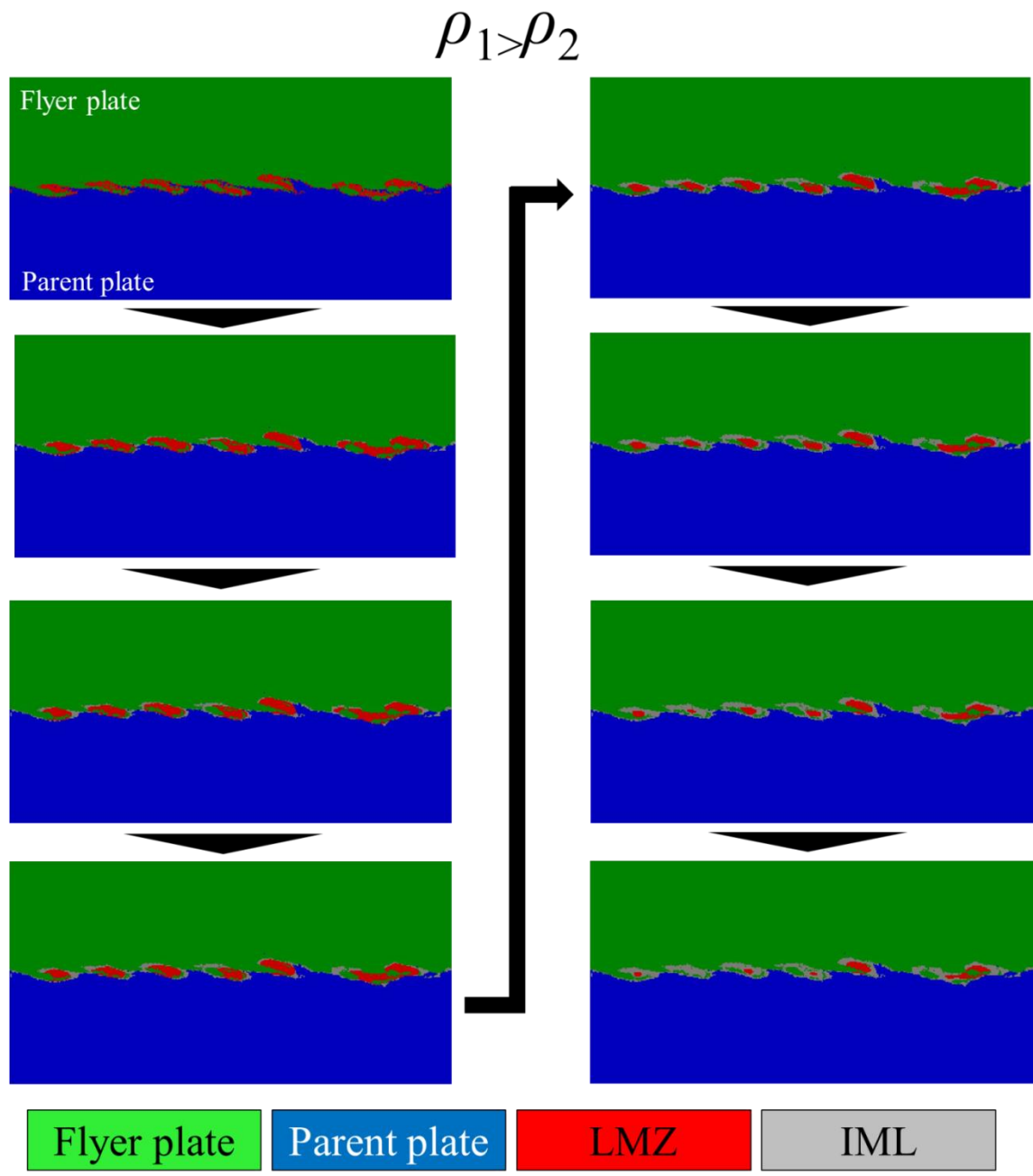


Fig.2- 22 Formation process of the intermediate layer (IML) the joint interface for the high density difference.

## 7. 小括

爆発圧接材の接合界面で生じる現象は次の(I)~(V)の内容や過程に分類できる。これらは、(I)爆薬の爆轟による Flyer plate と Parent plate の衝突過程、(II)接合界面の波状界面形成過程と、それに伴う(III)接合界面の温度上昇と局所融解領域の形成。さらに接合界面から母材への熱伝導による(IV)接合界面の冷却過程と、それに伴う(V)局所融解領域の凝固過程である。しかし、(I)~(V)の現象を実験的に直接観測するのは困難である。そこで、本研究では、これらの現象を数値解析により明らかにすることを目的とし、そのために3種類の解析モデルを考案し、数値解析を実施した。

まず、(I)を Euler-Lagrange coupling model (Model 1)で再現した。空気と爆薬のソルバーには Euler を、Flyer plate, Parent plate, Anvil のソルバーには、Lagrange を使い、Euler-Lagrange を連成させることで、爆薬の爆轟による Flyer plate と Parent plate の衝突過程を再現することができた。

Model 1 で得られた衝突条件( $V$ と $\beta$ )をもとに、(II)および(III)を、SPH model(Model 2)を用いて再現した。ソルバーには、大変形の解析に適した SPH 法を用い、波状界面の形成過程とそれに伴う温度上昇過程を明らかにした。さらに、得られた波状界面の物質分布と温度分布から、接合界面に生じる局所融解領域の位置、形状ならびにその化学組成を推定することができると示した。

Model 2 で得られた物質分布、温度分布に関する知見をもとに、(IV)および(V)を、OpenFOAM モデル(Model 3)によって再現した。ここでは、熱伝導方程式を、OpenFOAM の laplacianFoam により解くことで接合界面の温度低下(冷却過程)を再現した。さらに、凝固温度を設定することで、接合界面に生じた局所融解領域の凝固過程を再現することができた。

本章で示した解析ならびに実験の両手法を活用することにより、異種金属の爆発圧接現象を解明するための基盤が確立できた。よって次章以降では、これらの知見に基づき Cu/Ni および Cu/Al の爆発圧接過程について検討を行う。

## 補遺

Model 3 のメインプログラムは以下の通りである。その他のプログラムは、OpenFOAM 内のチュートリアルとほぼ変わらないため、そちらを参照していただきたい。なお、プログラム内の赤字には、選択する材料の値を代入する位置を示している。(例えば、材料 1 が Cu とするならば、 $T_{m1}$  は 1357K を代入する)

### メインプログラム

```
// ***** //  
#include "fvCFD.H"  
#include "simpleControl.H"  
// ***** //  
int main(int argc, char *argv[])  
{  
#include "setRootCase.H"  
#include "createTime.H"  
#include "createMesh.H"  
#include "createFields.H"  
simpleControl simple(mesh);  
// ***** //  
Info<< "\nCalculating temperature distribution\n" << endl;  
while (simple.loop())  
{  
Info<< "Time = " << runTime.timeName() << nl << endl;  
  
forAll(T,celli)  
{  
if(C[celli] == 1){  
if(T[celli] >=  $T_{m1}$ ){C[celli] = 3;}  
else {C[celli] = 1;}  
}  
else{  
if(C[celli] == 2){  
if(T[celli] >=  $T_{m2}$ ){C[celli] = 3;}  
else {C[celli] = 2;}  
}  
}
```

```

else{
    if(C[celli] == 3){
        if(T[celli] >=  $Tm_3$ ){C[celli] = 3;}
        else{C[celli] = 4;}
    }
}
}
}

forAll(T,celli)
{
if(C[celli] == 1){DT[celli] =  $\alpha_1$ ;}
else {
if(C[celli] == 2){DT[celli] =  $\alpha_2$ ;}
else {
if(C[celli] == 3){DT[celli] =  $\alpha_3$ ;}
else {DT[celli] =  $\alpha_4$ ;}
}
}
}

while (simple.correctNonOrthogonal())
{
    solve
    (
        fvm::ddt(T) - fvm::laplacian(DT, T)
    );
}
#include "write.H"
Info<< "ExecutionTime = " << runTime.elapsedCpuTime() << " s"
<< "   ClockTime = " << runTime.elapsedClockTime() << " s"
<< nl << endl;
}
Info<< "End\n" << endl;
return 0;
}
// ***** //

```

### 第3章 Cu/Ni 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証

#### 1. 緒言

本章では、同種金属の爆発圧接材と同様、正弦波状の波状界面を形成する両金属の密度差が小さい Cu/Ni 異種金属爆発圧接材について取り扱う。Fig.3- 1 に示すように、Cu-Ni 2 元系平衡状態図によれば、低温で相分離が生じるものの Cu と Ni は全率固溶型を呈し、あらゆる組成で固溶体合金を形成する。第 2 章で述べたように接合界面に局所融解領域が生じ、その領域が凝固すれば、Cu と Ni からなる合金化領域が形成するであろうし、接合界面近傍では固相内拡散による合金化も考えられる。

ここでは、爆発圧接法で作製した Cu/Ni 接合材について、接合界面形態(波高、波長、合金化領域の形状、ボイドの位置)と界面に観察される合金化領域の化学組成を調査する。そして、第 2 章で述べた数値解析手法を用いて、(I)爆薬の爆轟ならびに Flyer plate が Parent plate に衝突する過程、(II)波状界面の形成過程、(III)接合界面での温度上昇過程、(IV)波状界面形成後の冷却過程ならびに、(V)合金化領域の凝固過程を再現し、Cu/Ni 接合材の接合界面組織の形成挙動について実験的手法ならびに数値解析的手法から検討を行う。

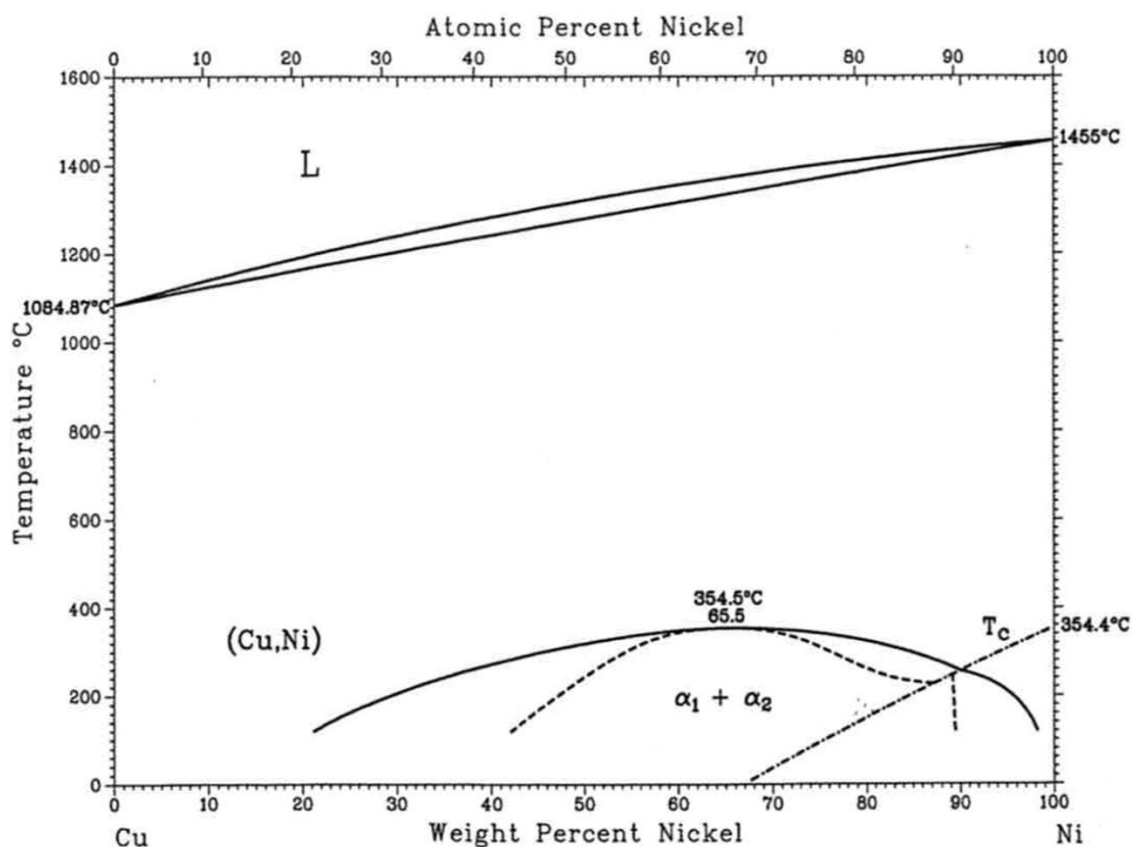


Fig.3- 1 Cu-Ni binary equilibrium phase diagram<sup>113</sup>.

## 2. 実験方法

Flyer plate に無酸素銅(Cu), Parent plate に工業用純ニッケル (Ni)を使用し, 爆発圧接法を用いて Cu/Ni 接合材を作製した. なお, 爆発圧接実験は旭化成株式会社に依頼して, 実験者の推奨する標準条件にて実施した. Fig.3- 2 (a) に爆発圧接法の模式図を示す. 板材の大きさは両板材ともに 300×300×2mm とした. Flyer plate の Cu 板と Parent plate の Ni 板を, スペースにより 3mm の間隙を設けて平行に設置した. 硝酸アンモニウムを主成分とした爆薬を用い, 爆薬量は 2.8kg, 爆薬質量/飛翔板質量比(E/M 比)を 1.75 とした. Flyer plate の上面に爆薬を, Parent plate の下面に鋼製の Anvil を設置した. 爆轟は爆薬に設置した雷管から順次進行する. 接合実験は室温, 大気圧下で行った.

爆着後, Cu/Ni 爆発圧接材の中央を Fig.3- 2 (b) に示すように爆轟の進行方向に沿って切り出し, 起爆点から 180mm の位置で縦 10mm×横 20mm の寸法の試験片を採取した. なお後述するように, この位置は波状界面の波高と波長が一定となり, 定常部に対応する. 試験片の接合界面を含む領域を鏡面研磨し, 接合界面を光学顕微鏡(Olympus BX-51)と走査型電子顕微鏡(JEOL JSM-7000F)を用いて観察した. さらに接合界面近傍の組成を EPMA の点分析により調査した.

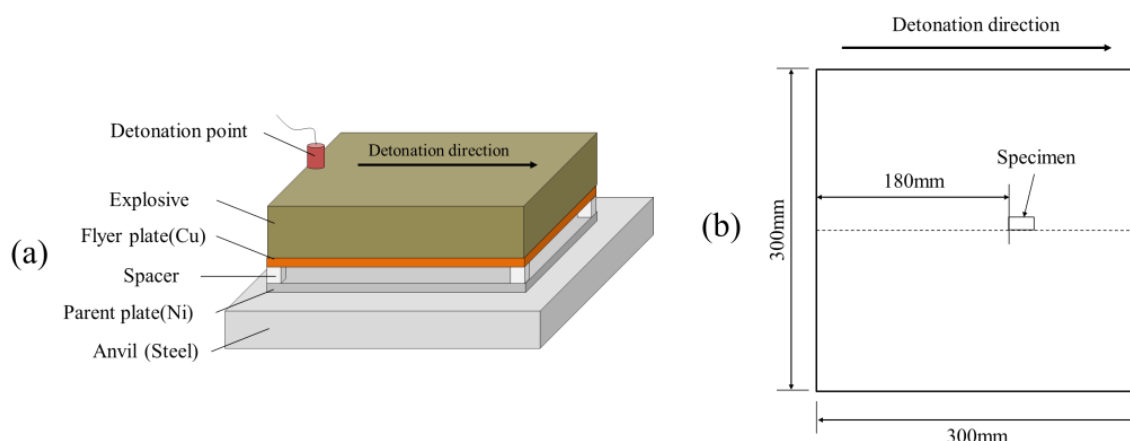


Fig.3- 2 (a) Schematic illustration of the explosive welding setup, (b) Position of the specimen for microstructure observation.

## 3. 数値解析モデル

### 3.1. Model 1 の寸法と各領域のメッシュサイズ

実際に爆発圧接材を作製した条件(爆薬量=2.8kg, Flyer plate と Parent plate 間の間隙=3mm)を用いて, 爆薬の爆轟と Flyer plate と Parent plate の衝突を再現するための Model 1 を作製した. Model 1 の寸法を Fig.3- 3 に示す. まず, 縦 95mm, 横 320mm の範囲に空気を配置させ, その内, 図に示す Flyer plate 直上の縦 56mm, 横 300mm の範囲の空気を爆薬に置き換えた. 起爆点は爆薬の左上に設置し, 解析開始(0 $\mu$ s)と同時に爆薬の爆轟が始まるよう設定した. Flyer plate と Parent plate の板厚は 2mm で, 板幅は 300mm とした. Anvil は Parent plate の下に, 縦 20mm, 横 320mm で配置した. 空気と爆薬の境界条件として Flow out を, Anvil 最下部に Anvil の固定するための Fixed layer をそれぞれ設けた.

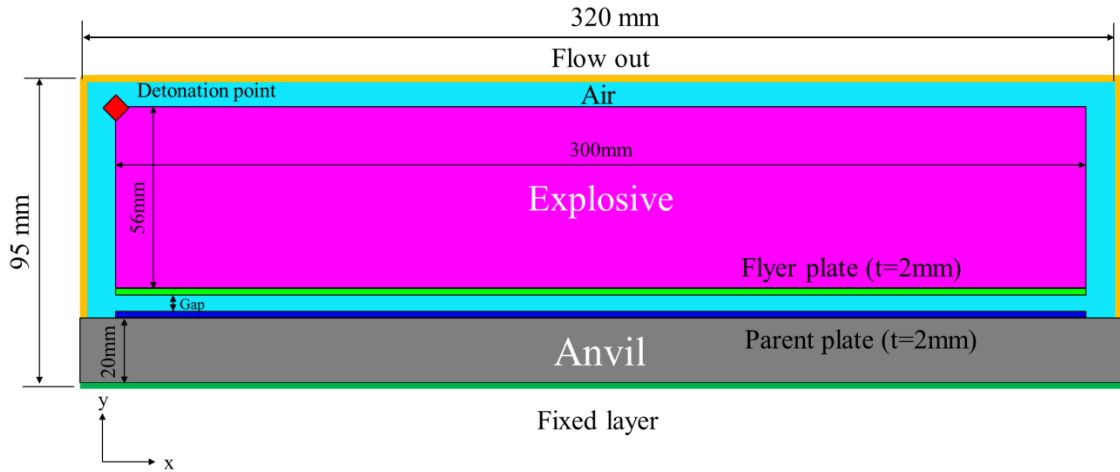


Fig.3- 3 Schematic illustration of the Model 1.

第2章で述べたように、Flyer plate、Parent plate ならびに Anvil のソルバーには Lagrange、空気と爆薬のソルバーには Euler を選択した。Flyer plate と Parent plate のメッシュサイズは、衝突時の変形の大きさ、解析時間および解析の安定性を考慮して、 $0.25 \times 0.25 \text{ mm}$ 、Anvil は  $2 \times 2 \text{ mm}$  とした。

また空気と爆薬のメッシュサイズも、次に述べるように計算時間、解析の安定性を考慮して設定した。まず、Euler 領域のメッシュサイズならびにその形状が解析精度および解析時間に及ぼす影響について述べる。Fig.3- 4 は、Euler 領域のメッシュサイズの違いによって生じる解析結果の差を示している。Fig.3- 4(a)の矢印で示すように、Euler 領域のメッシュサイズが適切でないと一部爆薬が Flyer plate を通り抜けてしまい、それが原因で計算精度が低下する場合がある。Fig.3- 4 (b)は、(a)の Flyer plate を非表示にさせ、Lagrange の Flyer plate ならびに Parent plate と Euler の爆薬の境界(Void : 図内の白色の領域)が確認できるようにしたものである。本来、Flyer plate や Parent plate の Lagrange 領域と爆薬や空気の Euler 領域が重なり合う部分には Void が定義され、その Void を介して物質は移動できない。しかし、Euler 領域のメッシュサイズが適切でない場合には、Fig.3- 4 (b)内の矢印で示すように Void が不連続となり、爆薬が Flyer plate を通り抜けてしまう。爆薬の Flyer plate への通り抜けを防ぐためには Euler 領域のメッシュサイズを小さくする必要があるが、そうすると計算要素が増加し、計算時間が長くなってしまう。

そこで、いくつかのメッシュサイズについて Model 1 の予備解析を実施し、適切なメッシュサイズを求めた。その結果、Model 1 で安定した解析を行うためには、y 方向のメッシュサイズを細かくする必要があるが、x 方向のメッシュサイズについては必ずしもその必要がないことがわかった。そこで、本研究では Euler 領域のメッシュ形状を正方形ではなく x 軸方向に長辺を持つ長方形とした。これより、y 方向の要素数は増加するものの、x 方向の要素数を削減することができた。

$0.5 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  と  $0.5 \times 1 \text{ mm}$  のメッシュサイズについて予備解析を実施した。その結果、 $0.5 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  のメッシュは爆薬の通り抜けは生じなかったものの、計算の安定性が低くなり、

計算不能となることが多々あった。一方、Fig.3- 4(c)に示す 0.5×1mm のメッシュは、爆薬が Flyer plate を通り抜けることはなかった。Fig.3- 4(d)に示すように、このメッシュサイズでは Flyer plate や Parent plate と Euler 領域の境界(Void)が正しく表現されている。

これら一連の予備解析により、このメッシュサイズを使用すれば、Euler 空間を 0.5×0.5mm のメッシュで作製する場合に比べ、要素の増加を抑えることができ、計算時間も目標値である 12~24 時間を達成することができることがわかった。このようなことから本研究の Euler 領域のメッシュサイズを 0.5×1mm に設定した。

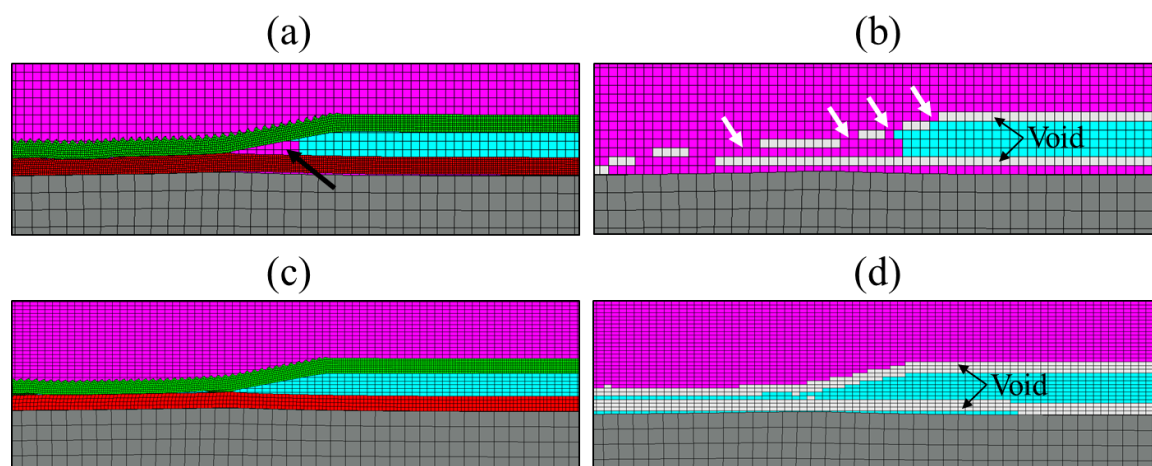


Fig.3- 4Effect of mesh size on the boundary(Void) condition..

Flyer plate は爆轟を受け、大きく変形する。よって、メッシュサイズを他の領域に比べて細かい 0.25×0.25mm とした。Parent plate も Flyer plate の衝突により同様に大きく変形するため、メッシュサイズを 0.25×0.25mm とした。一方、Anvil は Flyer plate や Parent plate に比べてほとんど変形しない。よって、メッシュサイズを 2×2mm とした。

爆薬の状態方程式には JWL 状態方程式、空気には理想気体の状態方程式を用いた。Flyer plate, Parent plate および Anvil の状態方程式には Mie-Grüneisen 型衝撃 Hugoniot 状態方程式を選択した。Flyer plate と Parent plate の構成則には Steinberg-Guinan model を用いた<sup>23</sup>。Anvil には SS400 を用いたが、AUTODYN の材料ライブラリーには SS400 に該当する材料がない。そのため、Seidt らが報告した SS400 に近い鋼の Johnson-Cook model の材料パラメーターを代用し、SS400 を AUTODYN の材料ライブラリーに新たに加えて、Anvil の構成則として用いた<sup>108</sup>。

### 3.2. Model 2 の寸法と各領域の平滑化長さ

Model 2 は、SPH 法を用いて、接合界面の波状界面形成過程とそれに伴う温度上昇を再現する解析モデルである。Fig.3- 5 に Model 2 を示す。ここでは、解析モデル内の Flyer plate と Parent plate の寸法をそれぞれ横 20mm×縦 2mm とし、Anvil は、横 20 mm×縦 20 mmとした。Flyer plate, Parent plate ならびに Anvil の状態方程式と構成則は、Model 1 と同じである。

Model 2 の対称系は、奥行き方向が無限遠と仮定した 2次元平板体系とした。また Anvil の最下部を固定するため、Anvil の最下部から 1mm の範囲に位置する SPH 粒子に Fixed layer

を設けた。

SPH法の平滑化長さ、 $h$ は、解析結果の精度や解析時間に大きく影響する重要な因子である。平滑化長さを小さくするほど解析結果はより精細になるが、解析時間は増加する。衝突面に形成される波状界面の形態をより詳細に再現するためには、平滑化長さはできるだけ小さくしたい。しかし、接合界面からある程度離れた領域では必ずしもその必要はない。そこで、本研究では、解析精度と解析時間短縮の両方の要求を満たすため、Fig.3-5に示すように場所によって異なる平滑化長さを用いた。すなわちFlyer plateとParent plateに関しては、衝突面にあたる面から1mm以内の領域の平滑化長さを $10\mu\text{m}$ とした。一方、界面からそれ以上離れた領域の平滑化長さは $20\mu\text{m}$ とした。

Anvilに関しては、小さな平滑化長さは必要としない。そこで、Anvilを1~3の領域にわけ、それぞれにおいて40、80、 $160\mu\text{m}$ の異なる平滑化長さを設定した。なおAnvil 1ならびに2の厚さは1mmで、Anvil 3の厚さは、18mmとした。

特定のSPH粒子(LagrangeやEulerの場合は格子点)にGauge pointを設置することにより、その粒子の温度、圧力、比内部エネルギーの時刻歴変化を知ることができる。なお、Gauge pointは1つのSPH粒子に対して1つだけ設置できる。本研究では、Fig.3-5に示すように原点から13mm~18mm離れた範囲に注目し、その範囲のFlyer plateとParent plateの衝突面と、その面から $500\mu\text{m}$ 離れた母材部分に位置する200個のSPH粒子にGauge pointを設置した。

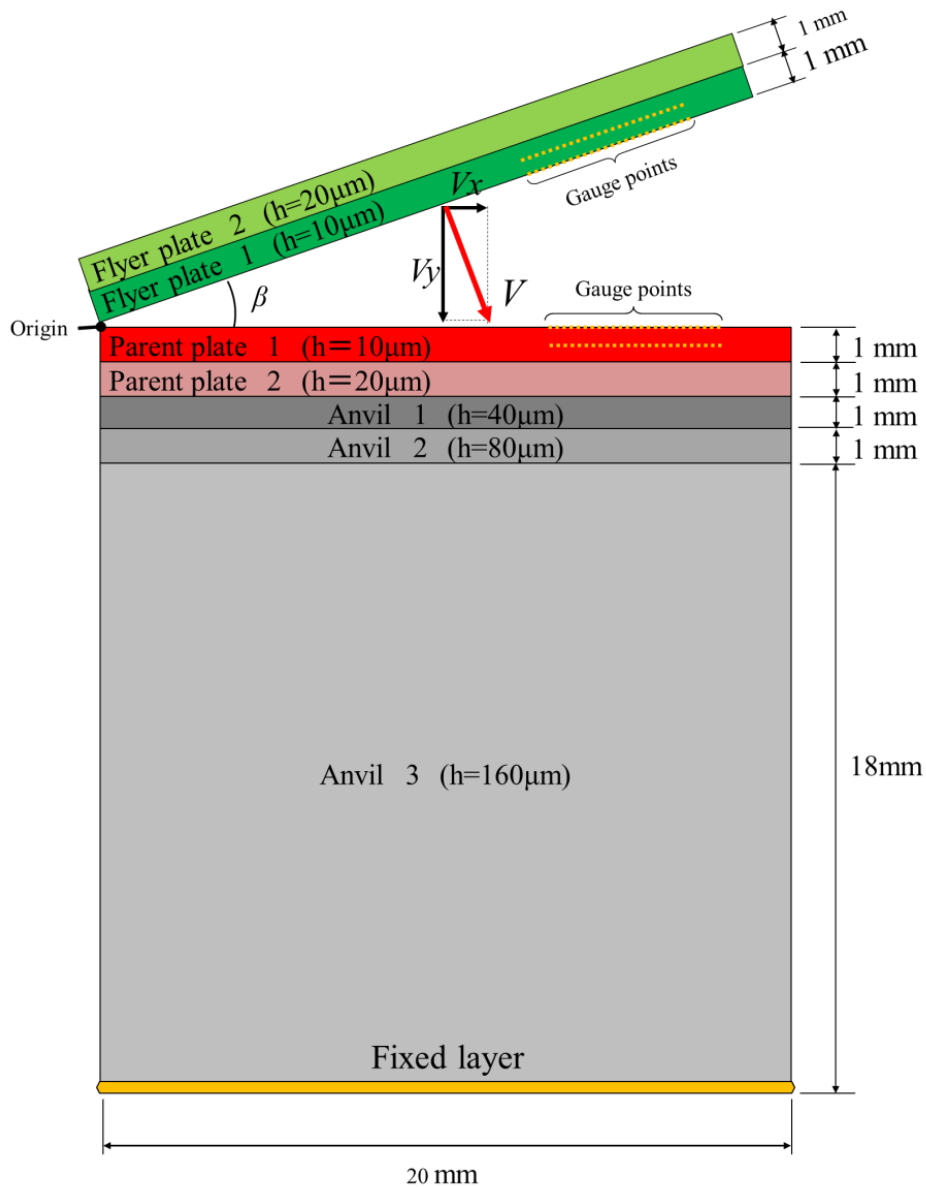


Fig.3- 5 Schematic illustration of the Model 2.

### 3.3. Model 3

Model 3 は、接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現するモデルである。ここでは Flyer plate と Parent plate の寸法をそれぞれ横 5mm×縦 4mm とし、Anvil は含めない。メッシュサイズ  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  は  $10\mu\text{m}$  とし、時間ステップ  $\Delta t$  は第 2 章で述べた CFL 条件を考慮して  $0.25\mu\text{s}$  とした。Model 3 の計算方法、解析モデルの概要については第 2 章を参照されたい。

Model 3 の解析は、Model 2 で再現した波状界面の物質分布、温度分布ならびに局所融解領域の物質分布をもとに実施する。そのためには、Model 3 の初期条件として、衝突直後の接合界面の温度分布と、Cu, Ni, 局所融解領域ならびに合金化領域の熱拡散率が必要となる。熱拡散率についてはこの後の 4.9 で述べる。

Fig.3- 6 に Model 2 から Model 3 への解析モデルの変換過程を示す。まず Model 2 で Flyer

plate と Parent plate の衝突開始から衝突が完了するまでの  $0 \sim 7\mu\text{s}$  の間の波状界面形成過程を再現する．その後，Model 2 の  $7\mu\text{s}$  の界面を Model 3 の  $0\mu\text{s}$  へと変換する．図内の Model 2 と Model 3 において実線で囲んだ各々 1 つの波を拡大すると，Model 2 の平滑化長さ  $h=10\mu\text{m}$  の SPH が，Model 3 では， $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$  のメッシュへと変換されていることがわかる．Model 2 から Model 3 への変換の際には，第 2 章で述べたように Cu と Ni の融点を超える粒子が，局所融解領域(図内の黄色)として示される．よって Model 3 の初期状態のメッシュは，Cu(緑)，Ni(赤)，局所融解領域(黄色)で構成される．

すなわち，Model 2 の  $7\mu\text{s}$  時の波状界面形態を Model 3 の初期状態(Model 3 の  $0\mu\text{s}$ )と定義し，その際の物質分布，温度分布ならびに熱拡散率をベースに Model 3 を用いた解析を行う．Model 3 の予備解析を実施した結果，今回の接合条件であれば， $150\mu\text{s}$  以降でほとんど温度変化が生じなかった．そのため，本章では  $0 \sim 150\mu\text{s}$  の間に接合界面で生じる冷却過程と合金化領域の生成過程に注目する．

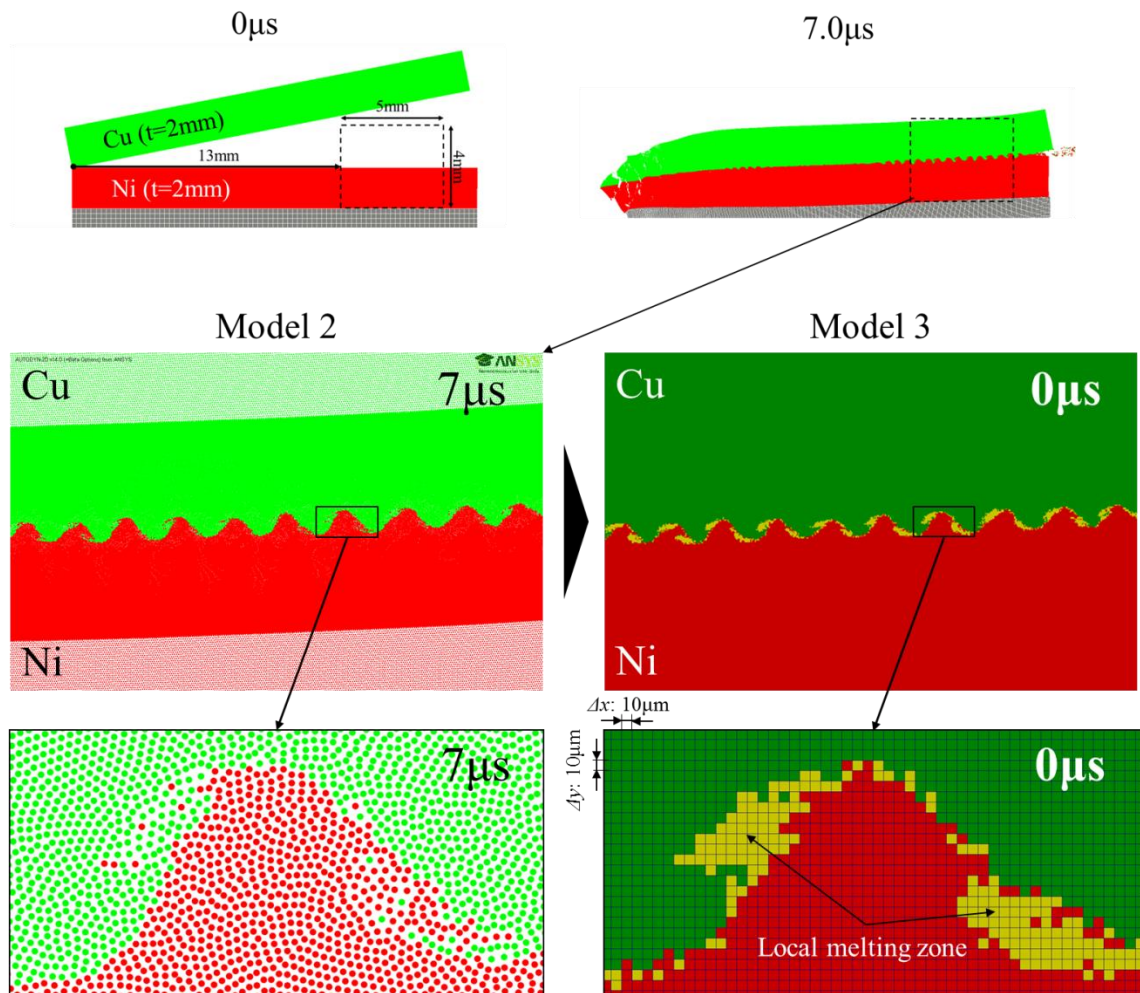


Fig.3- 6 Definition of the conversion area and initial conditions of the Model 3.

#### 4. 結果および考察

##### 4.1. Cu/Ni 爆発圧接材の接合界面

Fig.3- 7 (a) に爆発圧接材の接合界面の光学顕微鏡写真を示す。なお、エッチング等は施していない。接合界面にはキノコ状の様相を呈した正弦波状の波状界面形態が観察された。波の平均の波高(WH)は  $202\mu\text{m}$ 、波長(WL)は  $399\mu\text{m}$  であった。Fig.3- 7 (b)に接合界面の1つの波を高倍率で観察した光学顕微鏡写真を示す。Cuはピンク色、Niは青色で観察され、CuとNiには明瞭なコントラスト差があり、接合界面が明瞭に観察された。各波においてCuとNiの母材とは色が異なる2つの領域が波の頭頂部に観察された。

CuとNiは全率固溶するため、CuともNiとも色の異なるこれらの領域は合金化していると考えられる。よってこれらを「合金化領域」と呼称する。Cu/Ni接合材では、1つの波に対し、色の異なる2種類の合金化領域が観察された。そこで、Cu側の領域を合金化領域A、Ni側を合金化領域Bと呼んで区別する。合金化領域Aの中央にはボイドが観察された。合金化領域AとBの色を比べると、明らかに異なっており、これは、両者の組成が違うことを示している。

Fig.3- 8にCu/Ni爆発圧接材の接合界面に見られた1つの波のSEM-BEI像を示す。Ni側のみ、結晶方位の違いにより生じる電子チャネリングコントラスト(Electron-channeling contrast: ECC)が見られた。この波では、合金化領域Bにボイドが観察された。Fig.3- 8に示すように、合金化領域AとBの各位置のそれぞれ5箇所についてEPMAによる点分析を行った(No.1~10の各点)。分析結果をFig.3- 9に示す。合金化領域Aの平均組成  $C_A$ は、76wt.%Cu - 24wt.%NiでCu-richであり、合金化領域Bの平均組成  $C_B$ は、40wt.%Cu - 60wt.%NiでNi-richであった。

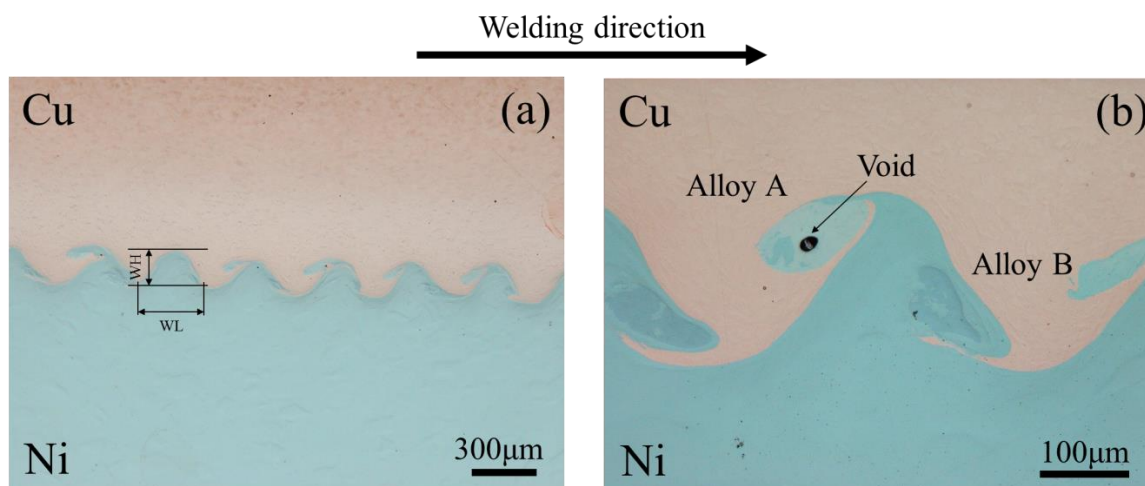


Fig.3- 7 Optical micrograph of Cu/Ni interface; (a) Interface morphology (b) High magnification image of the wavy interface.

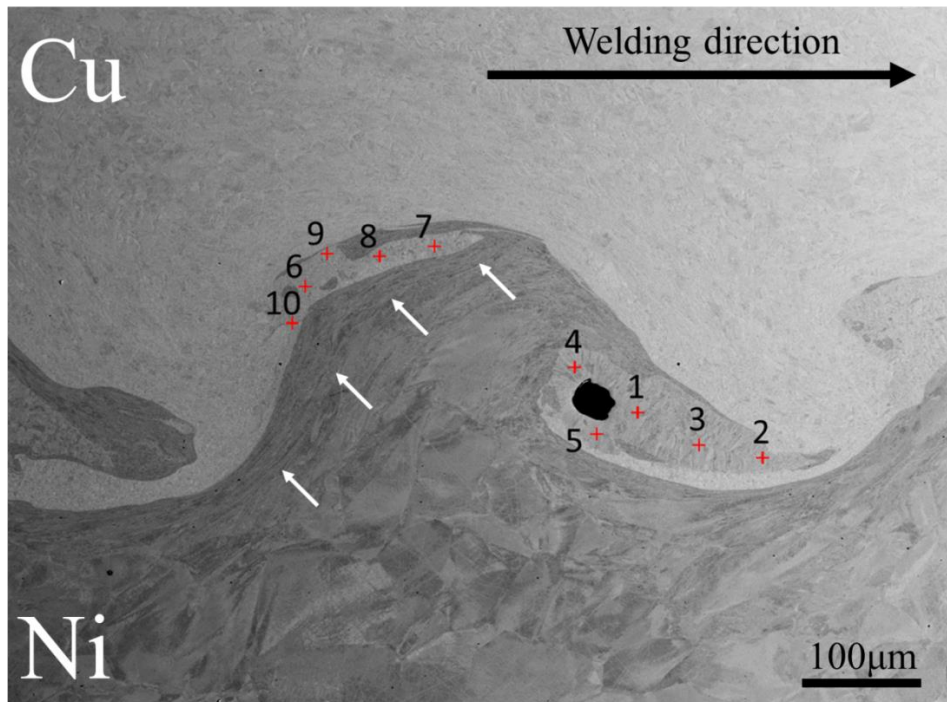


Fig.3- 8 SEM-BEI of EPMA analysis (Alloy in vortex A: No.1~5, Alloy in vortex B: No.6~10)

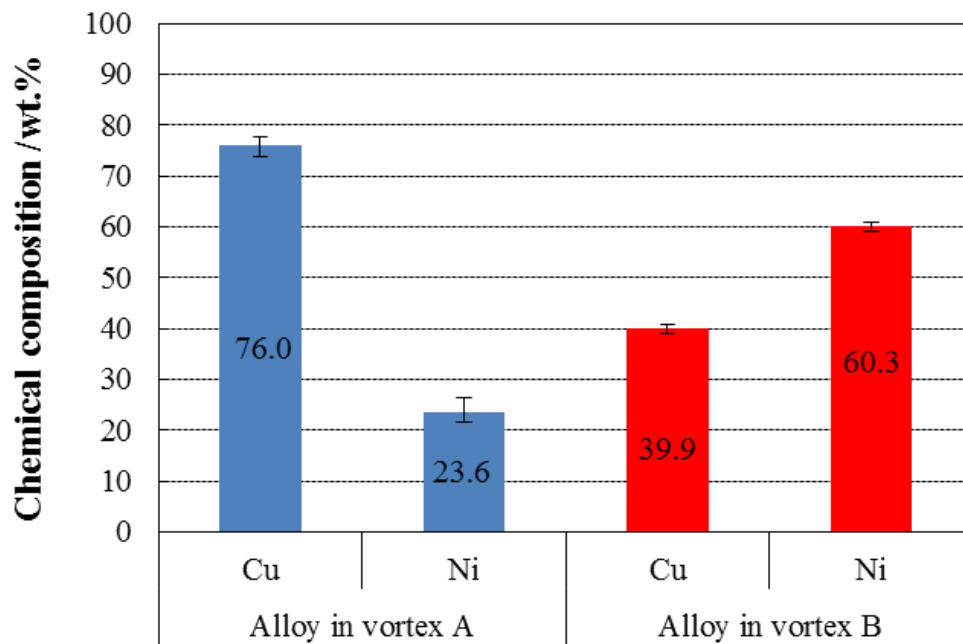


Fig.3- 9 Chemical composition of the Alloy in vortex A and Alloy in vortex B.

#### 4.2. Model 1 による爆轟過程の再現ならびに衝突速度と衝突角度の算出

Fig.3- 10は、爆発圧接材を作製した実験条件で数値解析を行って得られた爆轟過程である。爆轟開始時の0µs から Flyer plate と Parent plate が衝突し終わる 135µs までの解析結果を示している。爆薬の左上端に設置した菱形の爆轟点から爆薬の爆轟が開始し、起爆点から順次爆

轟が進行, 30 $\mu$ s から爆轟を受けた Flyer plate が Parent plate に傾斜衝突した. この後 Flyer plate はほぼ同じ衝突角度で, Parent plate に傾斜衝突し, 衝突は 135 $\mu$ s で, Flyer plate と Parent plate の衝突がほぼ終了した.

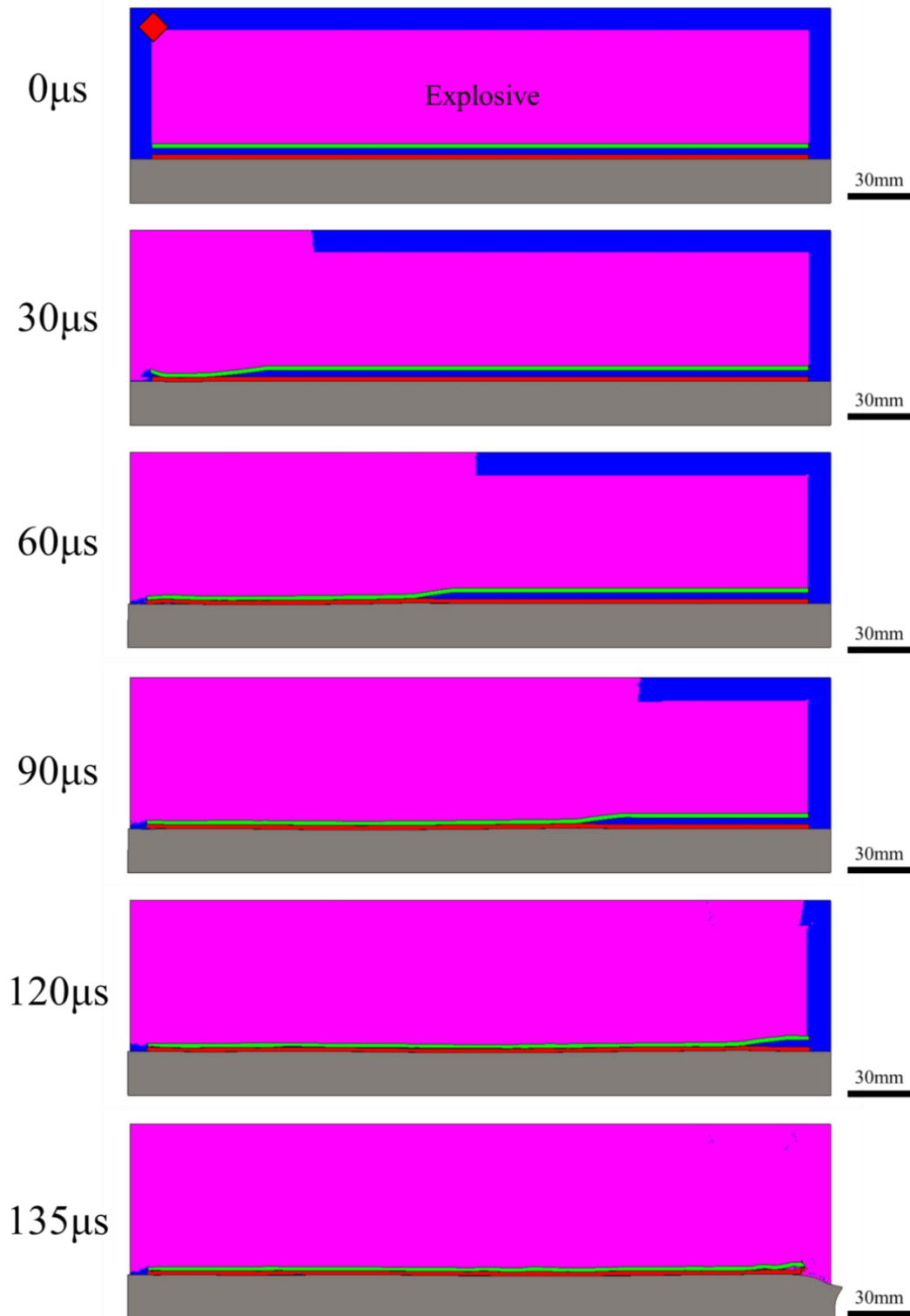


Fig.3- 10 Deformation process of the flyer plate by detonation of the explosive.

次に、Model 1 の解析結果から、Cu/Ni 爆発圧接材の接合界面の観察を行った位置(爆轟点から 180~200mm)における衝突速度、 $V(V_x, V_y)$ と衝突角度  $\beta$  を求めた。Fig.3- 11 は 180mm, 190mm, 200mm における  $V(V_x, V_y)$ ならびに  $\beta$  を示す。180mm では、 $V_x=92\text{m/s}$ ,  $V_y=-499\text{m/s}$ ,  $\beta=11^\circ$ , 190mm では、 $V_x=97\text{m/s}$ ,  $V_y=-502\text{m/s}$ ,  $\beta=11^\circ$ , 200mm では、 $V_x=92\text{m/s}$ ,  $V_y=-491\text{m/s}$ ,  $\beta=11^\circ$ であった。このように衝突速度と衝突角度は、ほぼ一定であり、平均は、 $V_x=94\text{m/s}$ ,  $V_y=-497\text{m/s}$ ,  $\beta=11^\circ$ であった。そこで Model 2 を用い、この  $V(V_x, V_y)$ ならびに  $\beta$  の条件で生成する波状界面の形成過程を再現した。

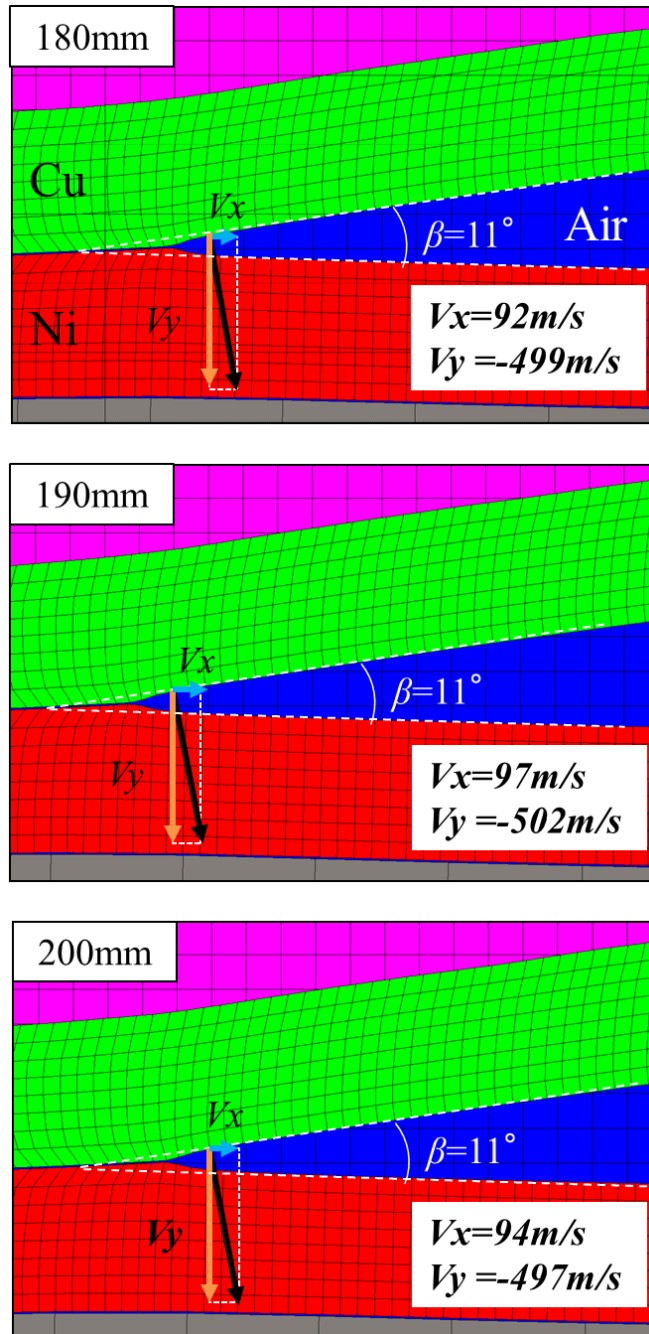


Fig.3- 11 Impact velocity  $V(V_x, V_y)$  and impact angle( $\beta$ ) at the 180mm,190mm and 200mm.

### 4.3. Cu/Ni 接合材のメタルジェット放出挙動と波状界面の形成過程

Model 2 を用い、Flyer plate と Parent plate の衝突が完了する  $7\mu\text{s}$  までの波状界面形成過程の解析を行った。Fig.3-12 は、 $0\mu\text{s}$ 、 $3.5\mu\text{s}$  ならびに  $7\mu\text{s}$  における Flyer plate と Parent plate の衝突挙動の概観を示す。

図内の原点から  $13\text{mm}$  に位置する破線内の領域(縦  $4\text{mm}\times$ 横  $5\text{mm}$ )の波状界面形成過程に注目すると、この破線の領域は  $4.50\mu\text{s}\sim 6.4\mu\text{s}$  の間衝突し、ここでは波状界面が形成されている。

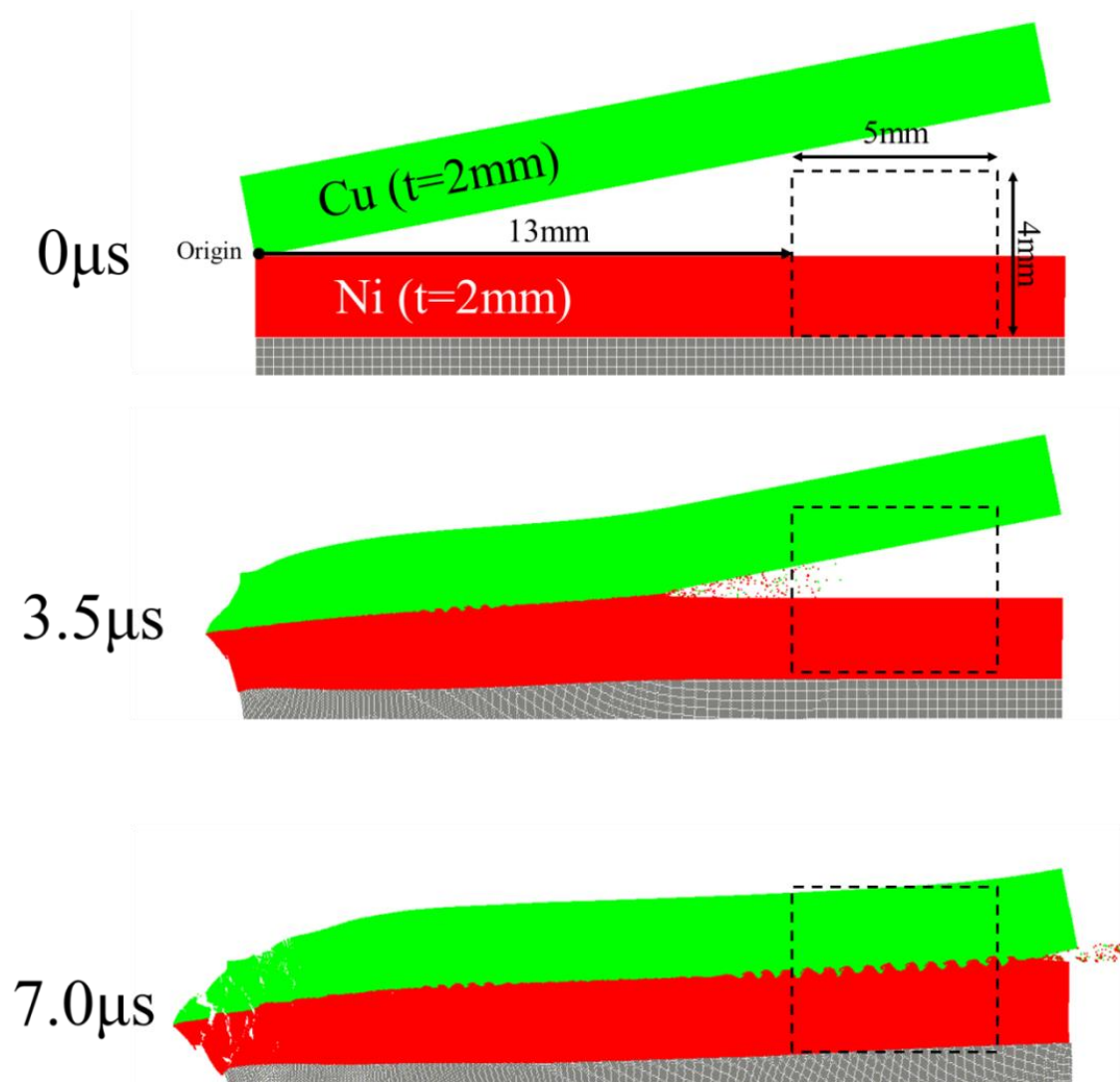


Fig.3- 12 Overview of the collision process between Flyer plate and Parent plate.

Fig.3- 13 に  $4.95\sim 5.60\mu\text{s}$  の間の波状界面形成過程を示す。Cu と Ni の衝突の間、衝突点からは Cu と Ni の SPH 粒子が前方に放出された。これがメタルジェットである。衝突点から放出されたメタルジェットでは、Cu と Ni がランダムに混ざり合い、分散していることがわかった。メタルジェット内の Cu と Ni の SPH 粒子数をカウントしたところ、Cu が 190 個、Ni が 180 個であり、その比率はほぼ 1:1 であった。これは Cu と Ni のような密度差の小さい金属の組み合わせの場合、メタルジェットは両金属から放出されるという過去の報告と一致

する<sup>59)</sup>.

衝突点後方には、キノコ状の様相をもつ正弦波状の波状界面が形成されている。また、各波の頭頂部には、CuとNiの粒子が混ざり合う領域が1つの波に対して2つ観察され、この領域では、渦のような粒子の運動が確認された。よって、この領域を渦部と呼ぶ。

Fig.3-14に5.35~5.60 $\mu$ sにおける衝突点からのメタルジェット放出挙動を示す。5.35 $\mu$ sでは、メタルジェットは衝突点前方のNi表面に向かって放出されている。5.40 $\mu$ sでは、メタルジェットが衝突点前方のNi表面に衝突している。その際、メタルジェットの多くは衝突点前方に放出されるが、一部は界面に取り込まれ、それにより渦部Bが形成されている。この渦部Bには、Ni粒子が多く含まれている。放出方向が変化し5.45 $\mu$ sでは、衝突点前方のCu表面に向かってメタルジェットが放出されている。5.50 $\mu$ sでは、メタルジェットはCu表面に衝突している。この際5.40 $\mu$ sと同様、衝突点前方に放出されるメタルジェットと界面に取り込まれるメタルジェットがあり、界面にメタルジェットが取り込まれることで渦部Aが形成している。この渦部Aには、Cu粒子が多く含まれている。メタルジェットの放出方向が5.55 $\mu$ sでは、再び、衝突点前方のNi表面へと変化している。このように、Cu/Ni接合材の場合、メタルジェットの放出方向は、周期的に変化し、衝突点前方の金属表面に交互に衝突することが明らかとなった。

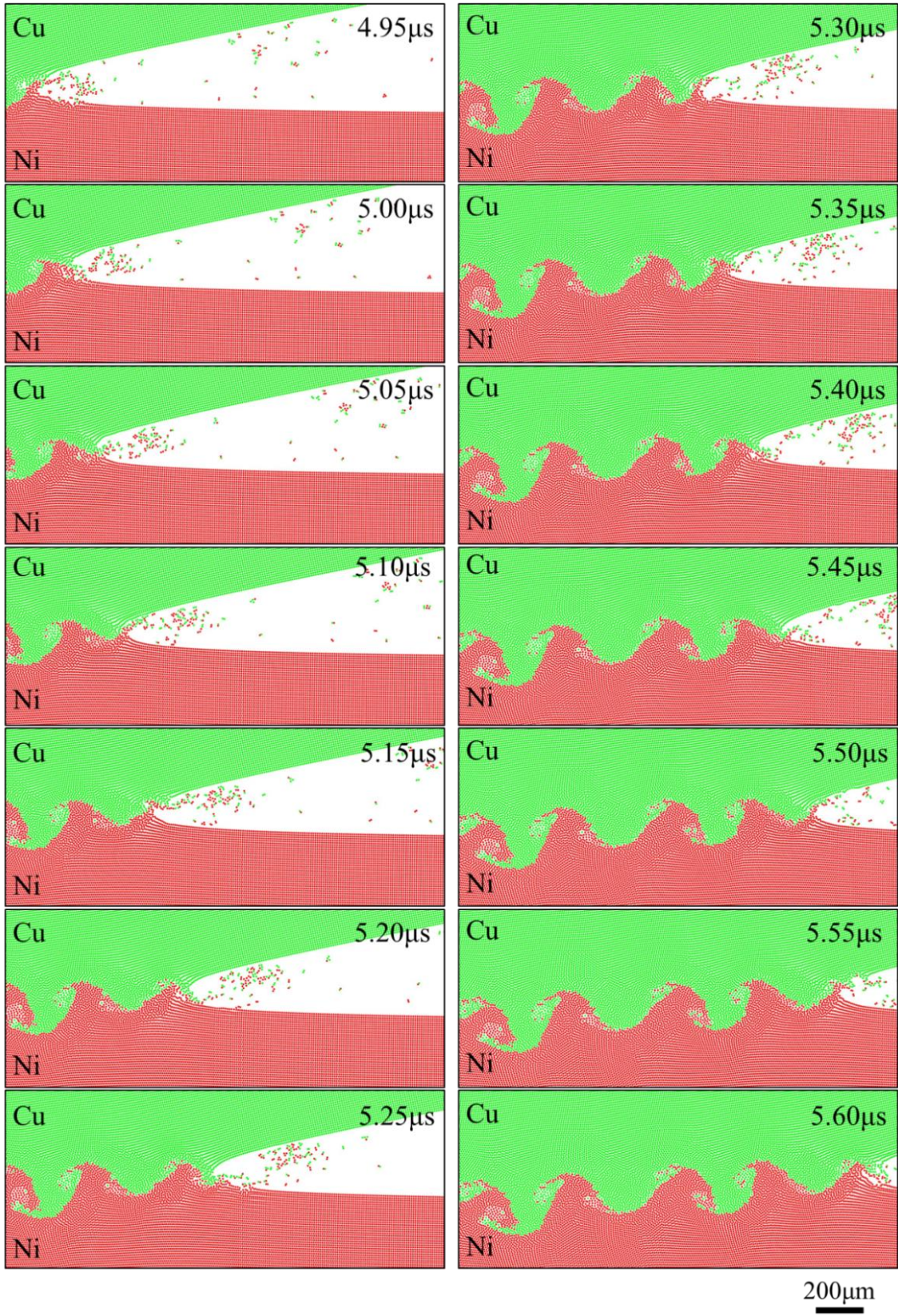


Fig.3- 13 Formation behavior of the wavy interface and metal jet emission during collision

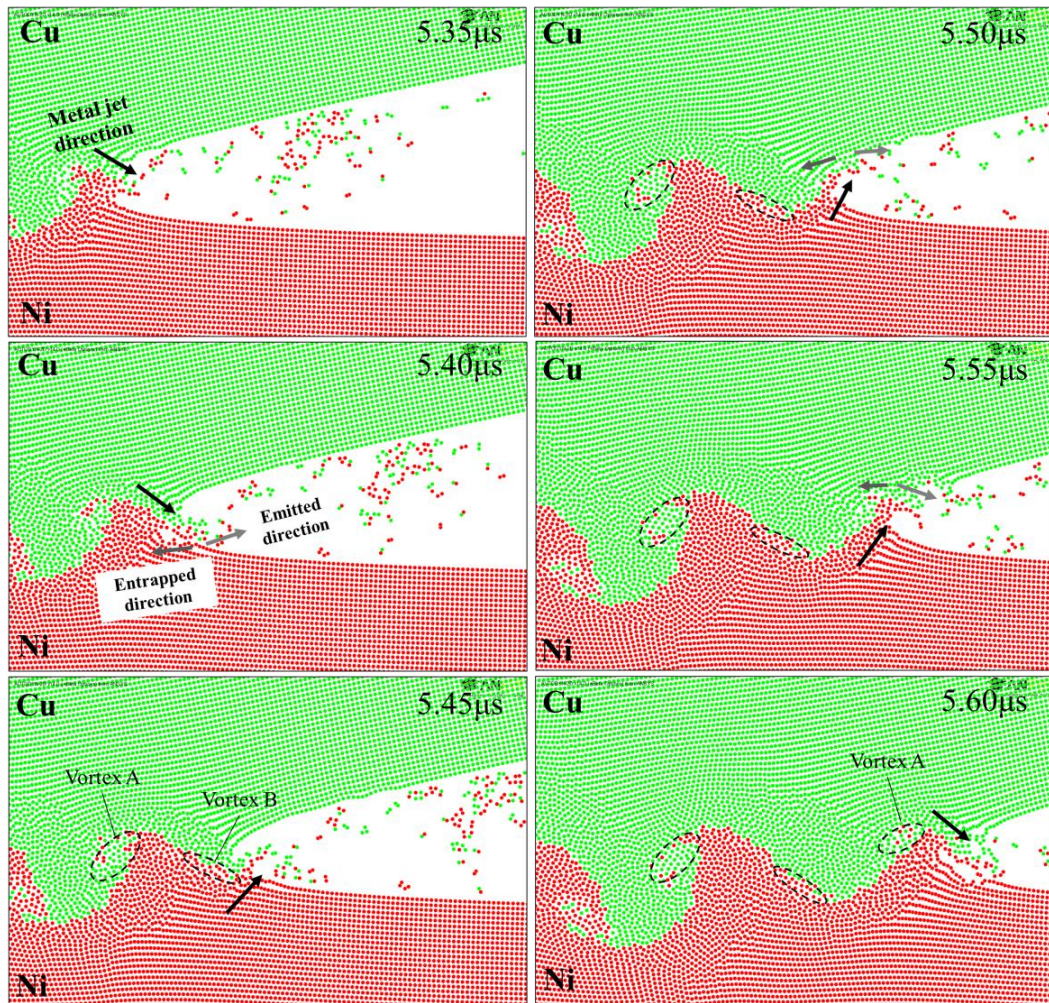


Fig.3- 14 Formation process of the metal jet and vortex zone.

爆発圧接法の波状界面形成メカニズムについては、これまでいくつかの説が提唱されており、これらは大きく次の4つに分けることができる。

(1) 1960年にBahraniらが提唱した、衝突点前方で形成される盛り上がり(こぶ)が接合界面に対して上下運動することにより形成されるという説<sup>51</sup>。この波状界面形成メカニズムは Indentation mechanism と呼ばれる。

(2) 1968年にHuntらが提唱した、前方に放出されたメタルジェットと Parent plate の間で Kelvin-Helmholtz 不安定性が生じることにより形成されるという説<sup>61</sup>

(3) 1971~1974年に提唱された、カルマン渦列が生じることにより形成されるという説。カルマン渦列は流れの中に障害物を置いた時、その後方に交互にできる渦の列である。この説では、衝突により高圧状態となった金属が流体的挙動を示し、さらによどみ点である衝突点が障害物になるとしている<sup>50,62,63</sup>。

(4) 2005年にDrennovらが提唱した、界面で大きなせん断が生じ、せん断不安定性が発生することにより形成されるという説<sup>64,65</sup>。

Fig.3- 12～Fig.3- 14 で示した Cu/Ni 接合材の波状界面形成過程は，Bahrani らが提唱した Indentation Mechanism に類似している<sup>51</sup>．そこで，以下に Indentation mechanism について紹介する．

まず，Bahrani らは，Birkhoff らが提唱した成形炸薬弾(Shaped charge)におけるメタルジェットの放出挙動に注目した<sup>109</sup>．成形炸薬弾は，Fig.3- 15 に示す円錐型のライナー(金属板)を爆薬の爆轟により高速変形させ，メタルジェットをライナーの中央部から放出させるもので，メタルジェットを戦車等の装甲に衝突させて破壊する兵器である．

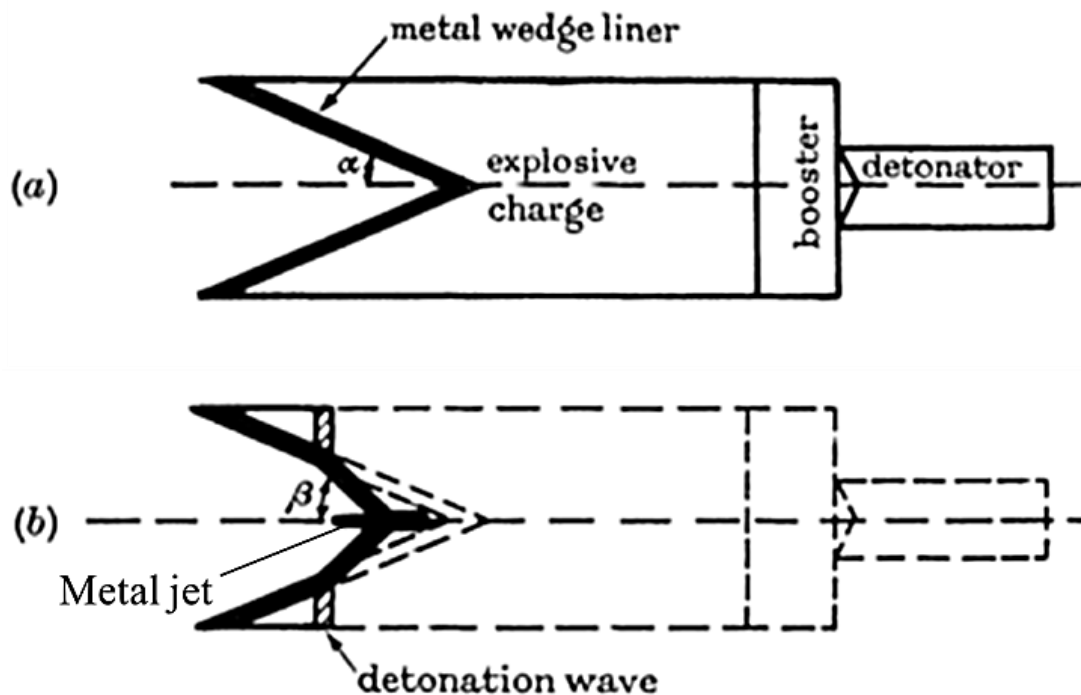


Fig.3- 15. Hollow charge with a conical or wedge shape liner. (a) Before detonation; (b) when detonation wave has propagated along part of the metal liner<sup>109</sup>．

Bahrani らは，爆発圧接法で Flyer plate と Parent plate が衝突する際に，成形炸薬弾と同様に衝突点からメタルジェットが放出されると予想し，この理論を爆発圧接法に適用した．Fig.3- 16 に Bahrani らが提唱した，爆発圧接において Flyer plate と Parent plate が衝突する際のメタルジェットの放出挙動モデルを示す．(a)は Flyer plate が Parent plate に衝突速度  $V$ ，衝突角度  $\beta$  で衝突する模式図である．図内の S はよどみ点(衝突点)を示している．(b)に示すように，Parent plate と Flyer plate が衝突点に流れ込む速度  $V_1$  および  $V_2$  は，幾何学的な関係から  $V/\sin\alpha$ ， $V/\tan\alpha$  で表すことができる．このような状況下では，(c)に示すように，Main jet が衝突点前方へ放出されるもの(re-entrant jet)と衝突点後方に取り込まれる(Salient jet)に分かれる．

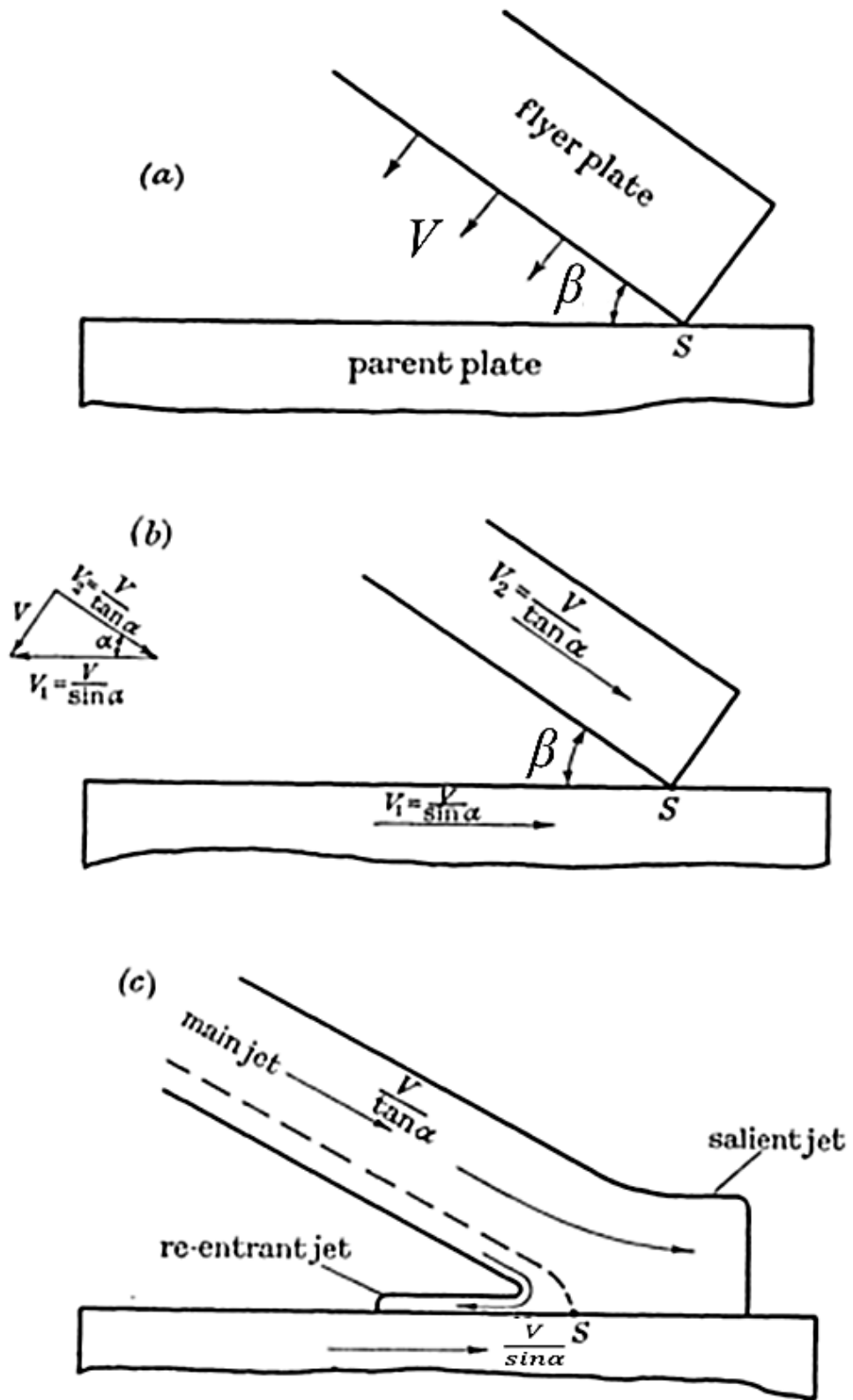


Fig.3- 16 Formation of metal jet. (a) Initial arrangement; (b) change of coordinates; (c) salient and re-entrant jets<sup>51</sup>.

Bahrani らは、Fig.3- 17 に示すように、Flyer plate に平板の Steel を、Parent plate に半円柱状の Steel を用い、衝突角度が徐々に変化した Steel/Steel 爆発圧接合材を作製した。

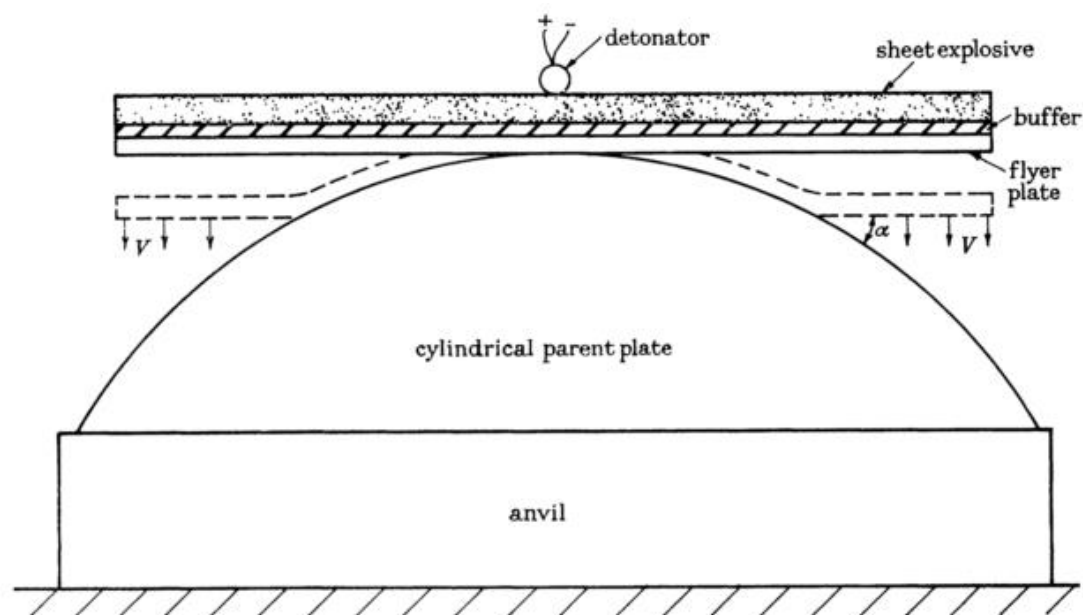


Fig.3- 17 Arrangement of the flyer plate with semi-cylindrical parent plate<sup>51</sup>.

得られた接合界面を Fig.3- 18 に示す。(a)に示す衝突角度が  $0^\circ$  では、接合はなされず、また波状界面は形成しなかった。(b)に示す衝突角度が  $6^\circ$  では、波状界面が観察され、波の波頭部の前方に融解あるいは再結晶した領域が観察された。しかし、大きな塑性流動は観察されなかった。(c)に示す衝突角度  $9^\circ$  では、衝突角度  $6^\circ$  に比べ、大きな波高と波長の波状界面が観察された。また波の波頭部の前後に融解した領域が観察され、接合界面近傍に結晶粒が大きく引き伸ばされた塑性流動領域が見られた。(d)および(e)に示す衝突角度  $12^\circ$  では、衝突角度  $6\sim 9^\circ$  より大きな波状界面が形成された。波の頭頂部の前後には渦部が観察され、その領域には融解した領域が観察された。また接合界面近傍に塑性流動領域が観察された。(f)に示す衝突角度  $15^\circ$  では波長が大きくなったが、波高はあまり変化しなかった。接合界面近傍には塑性流動領域が観察された。

(g)および(f)に示す衝突角度  $17^\circ$  以上では、接合界面近傍に接合方向に引き伸ばされた塑性流動領域が見られたが、波状界面や渦部は観察されなかった。

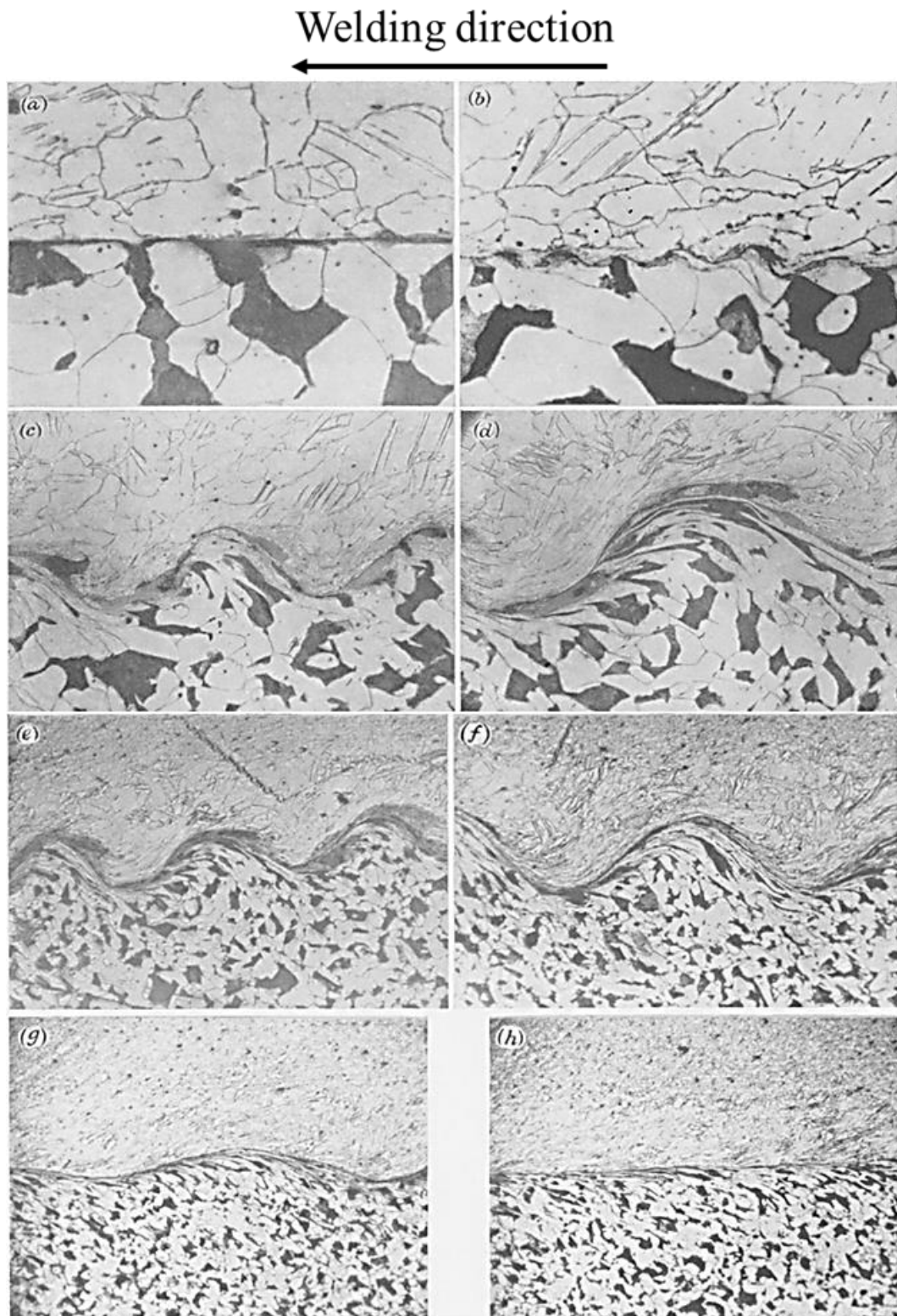


Fig.3- 18 Photomicrographs of mild steel welded to a semi-cylindrical mild steel parent plate. (The top plate in the flyer and the direction of welding is from right to left.) (a) $\alpha=0^\circ$ (magn.  $\times 300$ ); (b) $\alpha=6^\circ$ (magn.  $\times 300$ ); (c) $\alpha=9^\circ$ (magn.  $\times 110$ ); (d) $\alpha=12^\circ$ (magn.  $\times 110$ ); (e) $\alpha=12^\circ$ (magn.  $\times 50$ ); (f) $\alpha=15^\circ$ (magn.  $\times 50$ ); (g) $\alpha=17^\circ 3'$  (magn.  $\times 37$ ); (h) $\alpha=21^\circ$ (magn.  $\times 37$ )<sup>51</sup>.

Bahrani らは、Fig.3- 17 の組織観察結果と Fig.3- 16(c)の main jet, re-entrant jet および salient jet の関係を基に、接合界面近傍の金属が流体的な挙動を示すことを前提として Fig.3- 19 に示す Indentation mechanism を考案した。

まず、Parent plate を剛体と仮定すると、Fig.3- 19(a)に示すように Flyer plate の main jet の一部が re-entrant jet として衝突点前方に放出される。次に、Fig.3- 19(b)に示すように、Flyer plate の衝突により Parent plate で変形が生じ、衝突点 S 付近がくぼむ。さらに Parent plate の変形が進むと Fig.3- 19(c)および(d)に示すように、re-entrant jet の下部に Parent plate の盛り上がり(こぶ)が形成されはじめる。これにより、re-entrant jet の放出方向が変化し、Fig.3- 19(e)に示すように re-entrant jet は Flyer plate の衝突点前方の金属表面に衝突する。すると、Fig.3- 19(f)に示すように、main jet により、この盛り上がりは波の後方に引き伸ばされ、渦部を形成する。Fig.3- 19(g)に示すように、盛り上がりが衝突点 S への main jet の流入を完全に遮ると、衝突点 S は盛り上がりの頭頂部に移動する。衝突点 S 付近では高い圧力となるため、盛り上がりは押しつぶされるように変形し、前方に引き伸ばされる。そして、盛り上がりの変形に伴い re-entrant jet の放出方向が衝突点 S 前方の Parent plate へと変化する。Fig.3- 19(h)に示すように、re-entrant jet が Parent plate に衝突すると新たな衝突点 S'が生じ、衝突点 S'の後方に流れ込む re-entrant jet により渦部が形成される。そして、Fig.3- 19(i)に示すように、Parent plate に再び盛り上がりが形成される。このような過程が繰り返されることで波状界面が形成される。以上が Indentation mechanism である。

さらに Bahrani らは Indentation mechanism の検証実験を行っている。平板の Flyer plate と半円柱状の Parent plate の Steel の衝突面に Ni と Cu の電気めっきを施し、Steel/Ni/Cu/Steel 爆発圧接材を作製して、Ni と Cu が接合界面のどの場所に観察されるか調べている。Steel/Ni/Cu/Steel 爆発圧接材の波状界面を Fig.3- 20 に示す。

(a)に示したように、接合界面は Ni と Cu からなる小さな波状を呈し、(b)~(d)に示すように、衝突角度が大きくなるに伴って振幅と波長が徐々に大きくなった。Parent plate に電気めっきされた Cu は波の前方へ、一方の Flyer plate に電気めっきされた Ni は、波の後方へ移動し、波の前後に渦部が形成された。渦部では、Cu と Ni が混ざりあった合金化領域が形成された。(e)および(f)では(a)~(d)に比べ波が大きくなり、Cu と Ni からなる合金化領域が波の前後の渦部で明瞭に観察された。このように得られた組織は、Indentation Mechanism で予想される界面形態とよく一致する。

本研究において Model 2 で再現した波状界面の形成過程を、Bahani らが提唱した Indentation Mechanism と比較すると、(1)メタルジェット放出方向が上下に変化すること、(2)放出されたメタルジェットが衝突点前方の金属表面に衝突すること、(3)波状界面に形成される渦部を構成する成分に差があること等、両者は非常によく一致することがわかる。

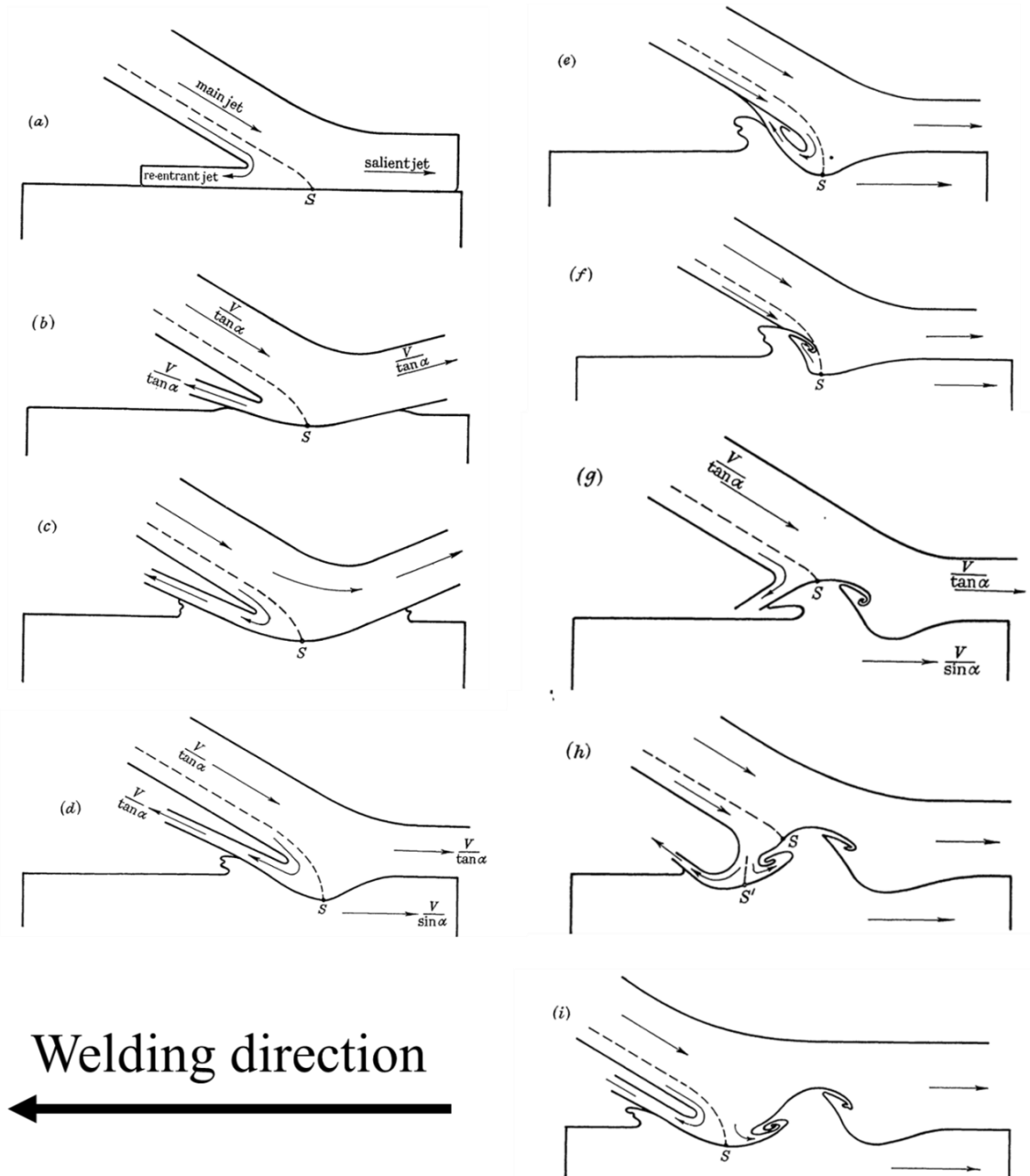


Fig.3- 19 Formation of waves. (a) Rigid inelastic base; (b) stationary elastic base with shear (d) allowing for velocity of the parent plate; (e) hump interfering with jet; (f) formation of tail; (g) formation of forward trunk; (h) formation of front vortex; (i) completion of process<sup>51</sup>.

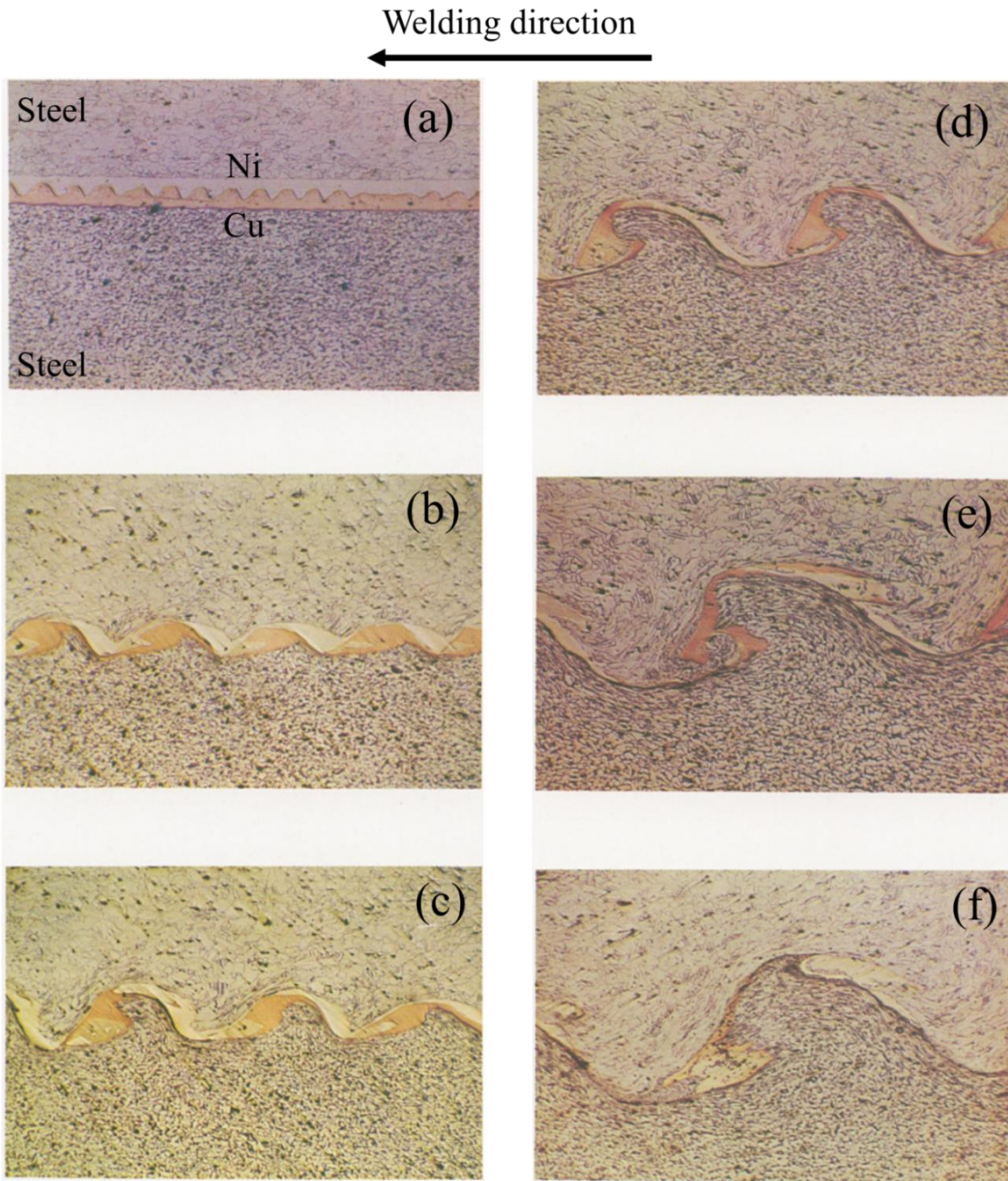


Fig.3- 20 Gradual build up of waves (magn.×50). (The top plate is the flyer plate and the direction of welding is from right to left)<sup>51</sup>.

#### 4.4. 衝突点ならびに接合界面の温度上昇と融点変化

接合界面における温度と融点の時刻歴変化を求めるため、Fig.3- 5 に示したように、Model 2 の Flyer plate と Parent plate の表面と内部に合計 200 個の Gauge point を設けた。Fig.3- 21(a) は 5.0 $\mu$ s, 5.3 $\mu$ s, 7.0 $\mu$ s における Gauge point の分布の全体像を示したものである。5.0 $\mu$ s では、衝突点における Gauge point が大きくその位置を変化させている。5.3 $\mu$ s では、Flyer plate と Parent plate の最表面がメタルジェットとして放出され、それに伴い、いくつかの Gauge point が放出されている。一方、メタルジェットとして放出されなかった Gauge point は波状界面の渦部へと移動している。7.0 $\mu$ s では、多くの Gauge point が波状界面の渦部に位置している。Cu,Ni 内部の Gauge point については、ほとんどその位置が変化しなかった。

次に No.1~No.200 の 200 点の Gauge point の中から渦部 A に位置する Cu 粒子、渦部 B に位置する Ni 粒子、界面から約 500 $\mu$ m 離れた Cu 粒子と Ni 粒子の 4 つの Gauge point を選択し、その挙動について検討する。

Fig.3- 21(b)に選択した 4 つの Gauge point(No.19, 72, 119, 176)の 5.0 $\mu$ s, 5.3 $\mu$ s, 7.0 $\mu$ s における位置を示す。これ以降、Gauge point No.19, 72, 119, 176 をそれぞれ A,B,C および D と呼ぶ。

5.0 $\mu$ s では、A~D は、まだ衝突点から離れた場所にあった。5.3 $\mu$ s では、A および C はメタルジェットとして外部に放出されず、衝突点付近に位置していた。一方、Cu, Ni 母材内の B, D の位置に顕著な変化は見られなかった。7.0 $\mu$ s では、A は渦部 A 内に、B は界面から約 500 $\mu$ m 離れた Cu 母材内に位置していた。C は渦部 B に、D は界面から約 500 $\mu$ m 離れた Ni 母材内に位置していた。

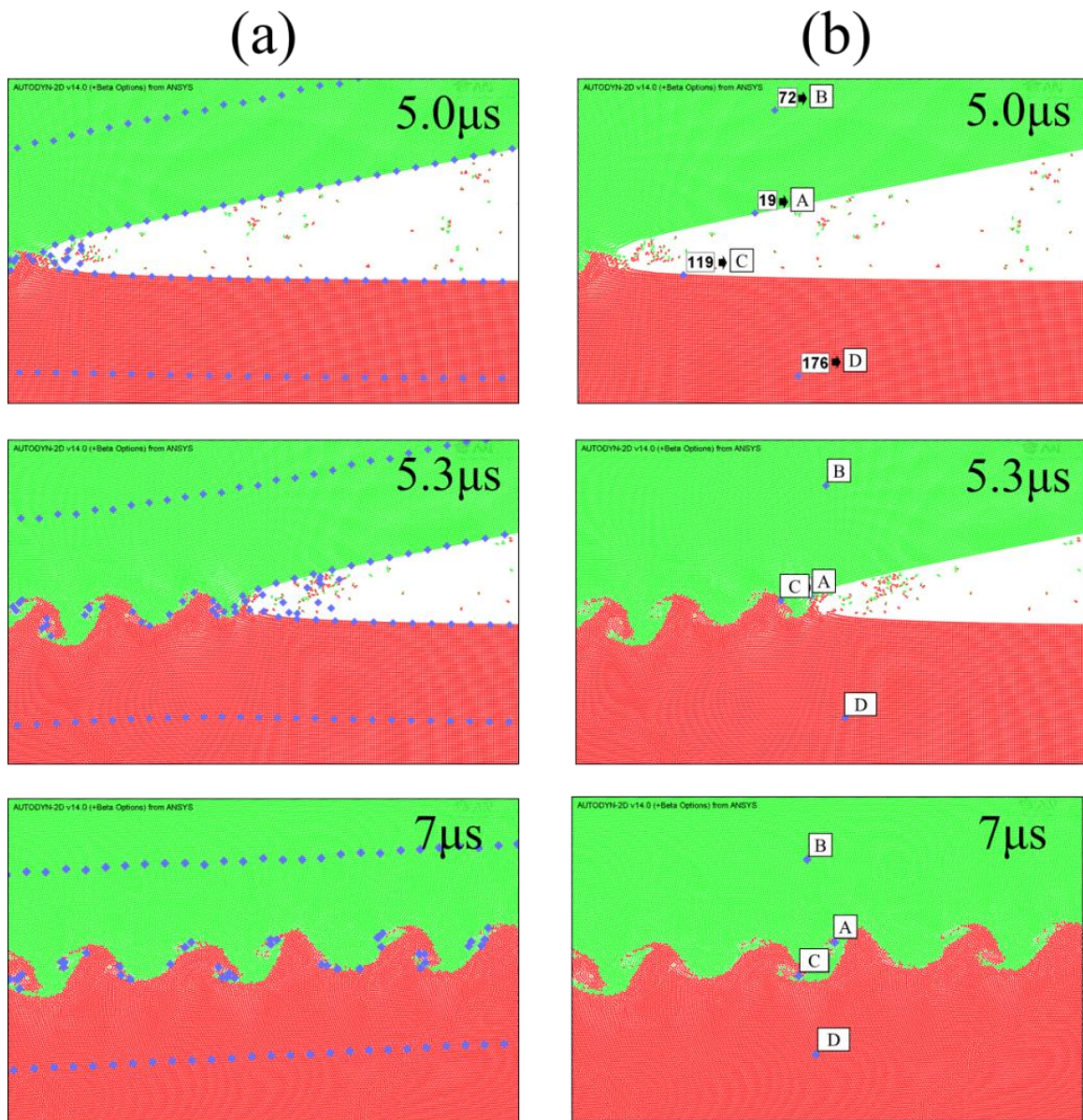


Fig.3- 21(a) Arrangement of the gauge points at the wavy interface, (b) Distribution of the selected gauge points.

以上のような位置変化を呈した A~D の各 Gauge point における圧力変化を示したのが Fig.3-22 である。ここで縦軸は圧力，横軸は時間(0~7 $\mu$ s)である。 Fig.3- 12 に示したように，破線内の領域は，5 $\mu$ s までは衝突していない。そのため 0~5 $\mu$ s の間は，各 Gauge point の圧力は変化していない。

Cu と Ni の最表面に位置する A と C の圧力は，衝突に伴い 5.3 $\mu$ s 付近で，各々最大 25GPa，30GPa へと急激に増加した。一方，衝突面から約 500 $\mu$ m 離れた母材内に位置する B および D の圧力上昇は A および C に比べて極めて緩やかであり，両者の最大圧力はおよそ 5GPa 程度であった。このように母材に比べ界面近傍の圧力は接合界面近傍では数十 GPa，界面から離れた母材部分でも最大で数 GPa まで急激に増加することがわかった。しかし，これらの圧力

増加は瞬間的であり、その後 1~2 $\mu$ s の間に、圧力は大気圧まで低下することが Gauge point を用いた本解析によって明らかになった。すなわち、いずれの Gauge point においても 7 $\mu$ s 時の各 Gauge point の圧力はほぼ大気圧まで低下していた。また、衝突中に圧力が数 GPa を超える時間は 1~2 $\mu$ s と非常に短いことがわかった。

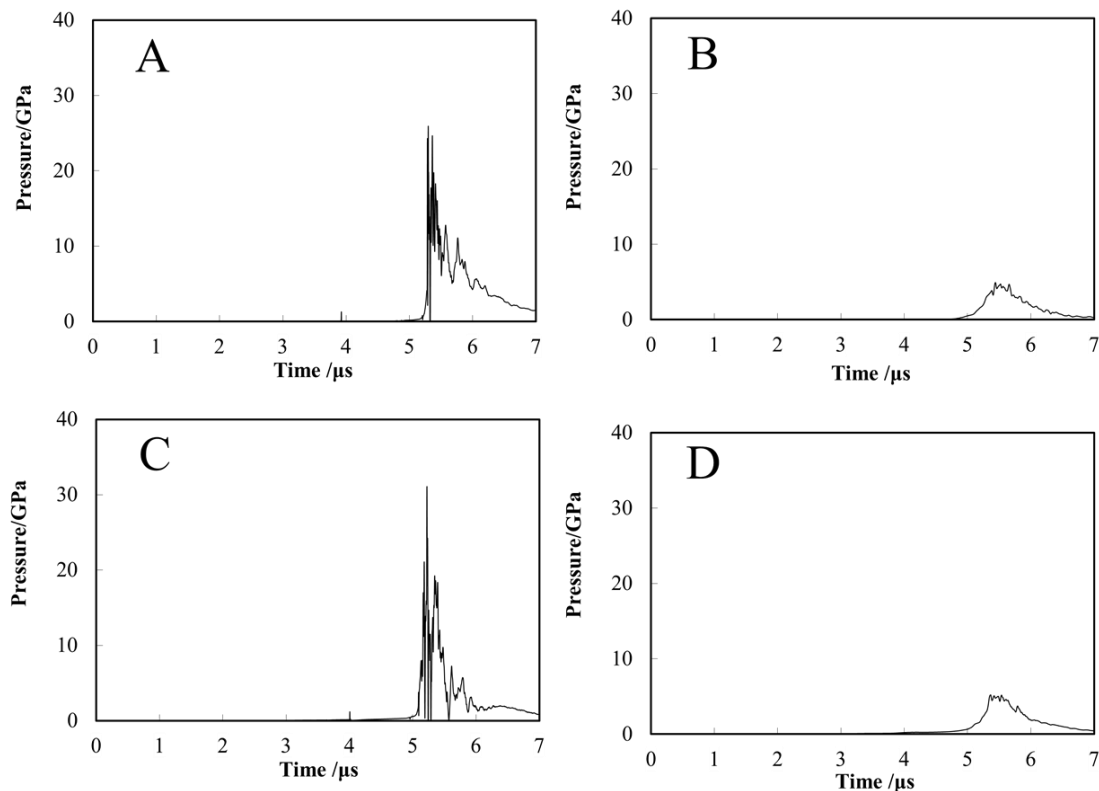


Fig.3- 22 Pressure during collision at each gauge point for each gauge point.

#### 4.5. 衝突中の比内部エネルギー変化とその内訳

次に比内部エネルギーと比熱から温度を算出する。比内部エネルギーの内訳を明らかにすることで、衝突中の温度上昇の主な要因を明らかにできると考えられる。Fig.3-23 は各 Gauge point の比内部エネルギー変化とその内訳(塑性変形エネルギーと熱力学的仕事)を示したものである。縦軸が比内部エネルギー、横軸が時間である。ここで A および C の縦軸の比内部エネルギーのスケールは、B と D に比べ 10 倍ほど大きいことに注意していただきたい。全体の比内部エネルギーを黒線で示し、その内訳の熱力学的仕事を青線で、塑性変形エネルギーを赤線で示す。

波状界面の渦部に位置する A および C では、比内部エネルギーの大半を熱力学的仕事で占めていた。前述したように A および C は 5.3 $\mu$ s 付近で衝突点に取り込まれ、急激な圧力増加が生じ、これにより大きな圧縮が起こると考えられる。この熱力学的仕事によって比内部エネルギーが増加したと考えられる。波状界面形成に伴う塑性変形により塑性変形エネルギーも増加していたが、その割合は比内部エネルギー変化の 15~25%程度と、熱力学的仕事に比べて小さかった。A および C の塑性変形エネルギーは、図中の矢印に示す点以降は増加しなかった。これは界面温度が Cu あるいは Ni の融点以上になると、融解が起こると塑性変形エ

エネルギーは増加しなくなるためであると考えられる。衝突中の Cu と Ni の融点については後述する。一方、界面から離れた母材に位置する B および D では、比内部エネルギーの増加は小さかった。これは、B および D の Gauge point は界面から 500 $\mu\text{m}$  程離れた母材に位置するため、衝突による圧縮がほとんど生じず、熱力学的仕事が増加しなかったためである。また界面から離れているため、波状界面形成に伴う塑性変形の影響も小さく、A や C に比べて塑性変形エネルギーも小さかったことにもよる。一方、界面から離れた B および D においては、Fig.3-23 に示すように、6 $\mu\text{s}$  以降で塑性変形エネルギーが比内部エネルギーの大部分を占めていた。これより A ならびに C とは対照的に、界面から離れた B および D の比内部エネルギーは主に塑性変形により増加することがわかった。ただし、それらの比内部エネルギーの増加量は A と C に比べ小さかった。

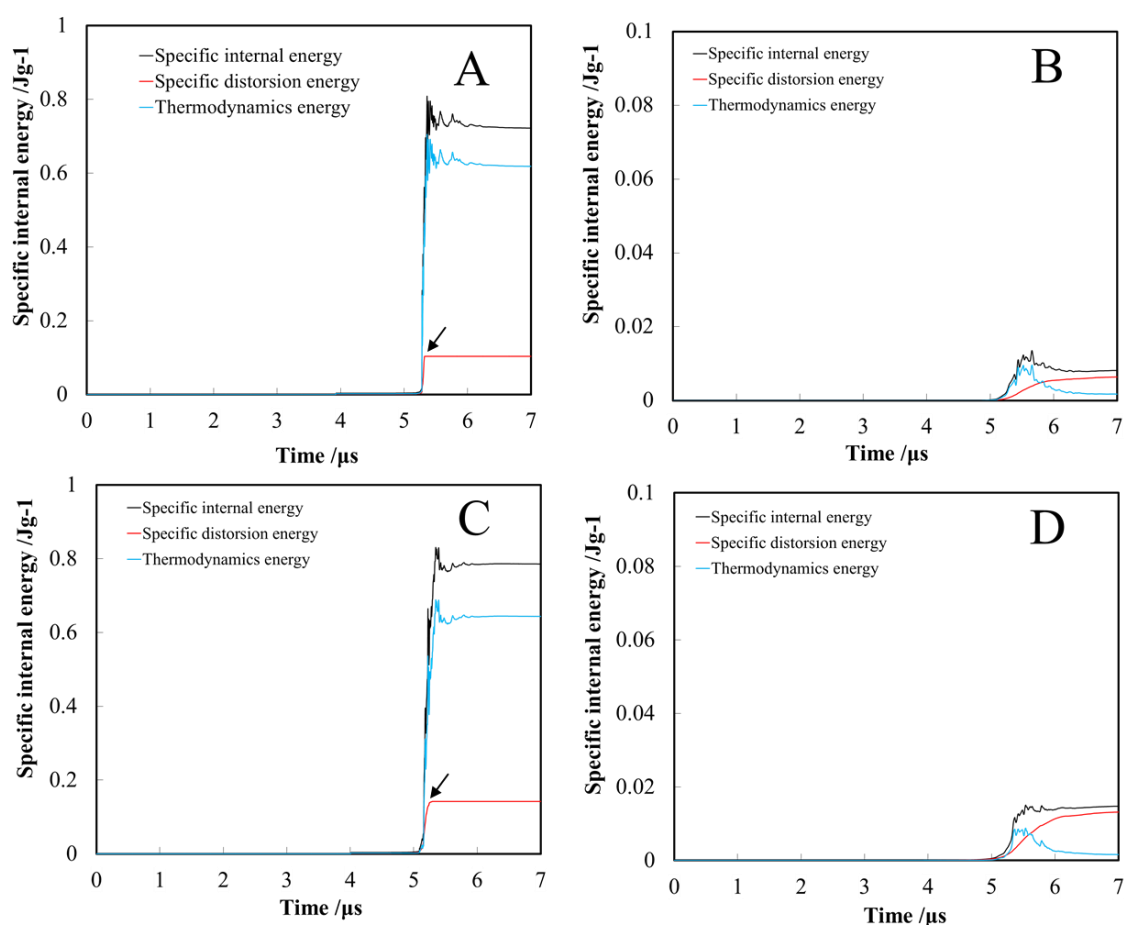


Fig.3-23 Specific internal energy, specific distortion energy and thermodynamic energy at each gauge point: (a) A, (b) B, (c) C, (d) D

#### 4.6. 衝突中の温度と融点の時刻歴変化

Fig.3-22 に示したように、衝突点近傍の圧力は数十 GPa オーダーまで増加する。圧力が増加すると物質の融点も増加するであろう。よって、接合界面の局所融解を議論するためには、衝突により接合界面で生じる温度上昇と、圧力上昇による融点上昇を併せて検討する必要がある。

ある。

Fig.3- 24 は、各 Gauge point における温度の変化と、圧力変化より推定される Cu と Ni の融点の変化を比較して示したものである。図中の黒線は温度、赤線は圧力変化による融点の変化を示している。A の温度は、5.3 $\mu$ s 付近で最大 2300K 程度まで、C は 5.3 $\mu$ s 付近で最大 2000K 程度まで急激に増加した。一方、B と D の温度はほとんど変化しないことがわかった。

一方、5.3 $\mu$ s 付近の圧力増加に伴い、各 Gauge point の融点は A で最大 2000K 程度まで、C で最大で 2800K 程度まで増加することがわかった。また、B の融点は 1600K 程度まで、D では 1800K 程度まで増加した。このように Cu と Ni の融点は、衝突による圧力増加によって上昇する。しかし、これらは圧力の低下に伴い急激に減少し、7 $\mu$ s 時には大気圧下の融点とほぼ等しくなると考えられる。

衝突中の界面の温度変化と融点変化を比較検討することにより、接合界面で生じる融解に関し、次のように考えることができる。Fig.3- 24 に示すように、界面から離れた B および D の温度の上昇はほとんどない。これに対し、A および C では、高压下における Cu と Ni の融点の上昇を考慮しても、衝突直後から界面温度が融点を超えている。このことは接合界面近傍、特に渦部では融解が生じる可能性があることを示唆している。

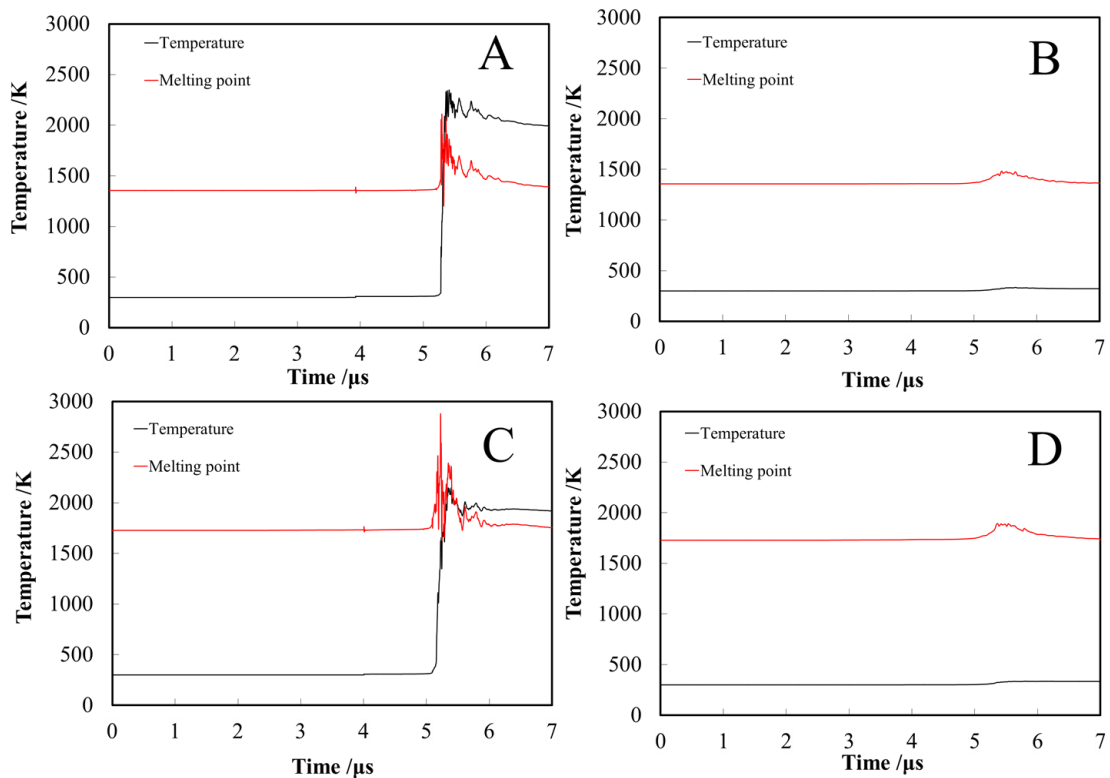


Fig.3- 24 Temperature and the estimated melting point at each gauge point: (a) A, (b) B, (c) C, (d) D

#### 4.7. 接合界面の温度分布ならびに局所融解領域の形状

Fig.3- 25 (a) に 7 $\mu$ s 時の接合界面における温度分布を示す。Cu の母材の温度は界面からわずか 200 $\mu$ m 以上離れたとほぼ 300K のままであり、ほとんど上昇していなかった。Ni 側でも、界面から 200 $\mu$ m 以内の領域では温度上昇がみられるものの、界面から 250 $\mu$ m 以上離れたと、

Cuの場合と同様ほぼ300Kであり、温度上昇はほとんど生じなかった。

先に述べたように、接合界面における温度上昇は圧縮と塑性変形に起因する。衝突点で生じる大きな圧縮と波状界面形成に伴う塑性変形により、接合界面近傍では温度が著しく上昇した。しかし、200 $\mu\text{m}$ 程度界面から離れた位置では、衝突点で生じる圧縮と波状界面形成に伴う塑性変形の影響は非常に小さくなり、そのため温度はほとんど上昇しなかった。このように温度上昇領域は接合界面極近傍に限定されることが明らかとなった。

渦部および界面近傍のごく一部には、Fig.3- 25 (a)に示すように、両金属の融点を超えるような高温領域が観察された。よって、このような領域ではCuやNiの融解が起こる可能性がある。そこでこのような領域を「局所融解領域」と定義した。局所融解領域のみを赤で示したのがFig.3- 25 (b)である。

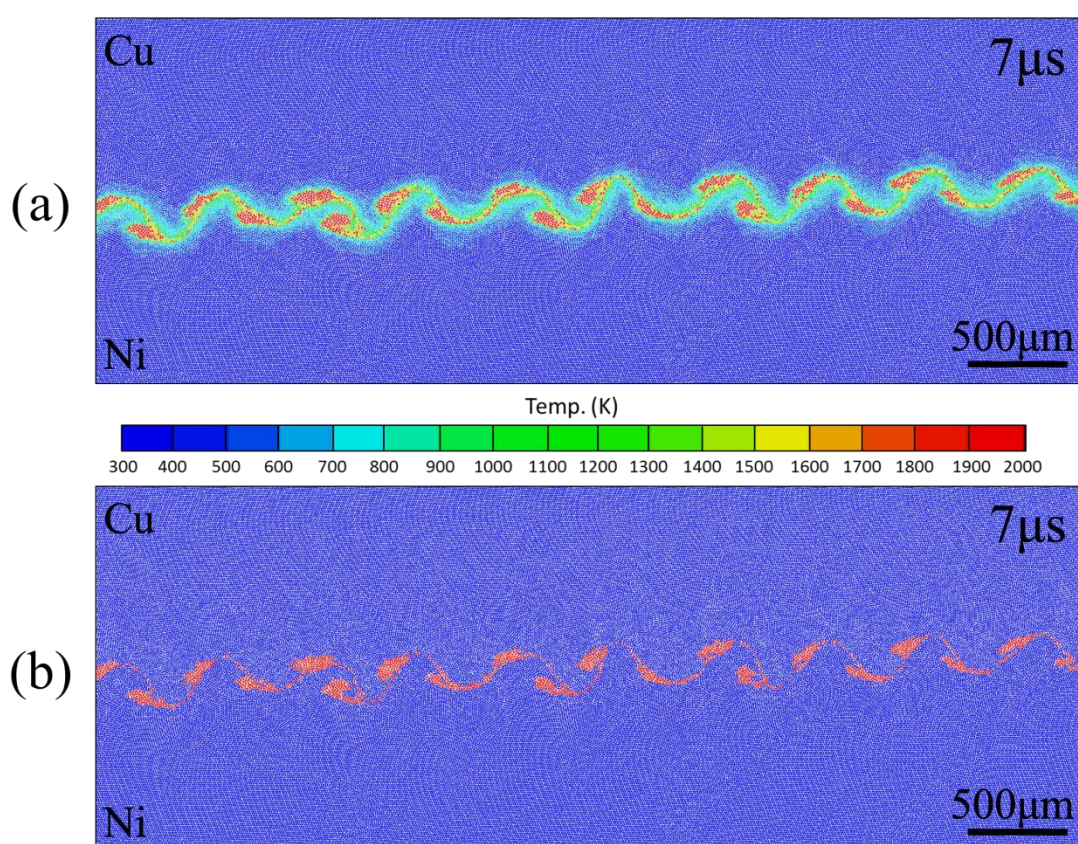


Fig.3- 25 (a) Temperature distribution near the interface at 7 $\mu\text{s}$ , (b) Position of local melting zone at 7 $\mu\text{s}$ .

#### 4.8. 局所融解領域の組成

Fig.3- 25 (b)で示したように、局所融解領域は主に渦部と界面極近傍で観察された。後述するように、局所融解領域の組成は、冷却過程ならびに合金化領域生成の解析を行う上で必要な情報である。そこで、Fig.3- 25 (b)の解析結果を用い、局所融解領域に含まれるCuとNiの粒子数の比を求めることにより、局所融解領域の組成を予測することができると考えた。こ

ここでは Fig.3- 25 (a)で再現された 5 つの波を対象に、各波の渦部 A および B の局所融解領域に位置する Cu と Ni の SPH 粒子数を測定した。渦部 A に含まれる Cu と Ni の平均粒子数  $N_A$  は、それぞれ 69 個と 19 個であった。一方、渦部 B に含まれる Cu と Ni の平均粒子数  $N_B$  はそれぞれ 39 個と 41 個であった。これらの粒子数  $N_A$ ,  $N_B$  から、式 3. 1 を用いて渦部 A ならびに B の Cu と Ni の数密度  $n$  を求めた。

$$n_{Cu \text{ or } Ni} = \frac{N_{Cu \text{ or } Ni}}{N_{Cu} + N_{Ni}} \quad 3.1$$

渦部 A の Cu と Ni の数密度  $n_{A,Cu}$ ,  $n_{A,Ni}$  はそれぞれ、0.79, 0.21 であり、渦部 B の Cu と Ni の数密度  $n_{B,Cu}$ ,  $n_{B,Ni}$  はそれぞれ、0.48, 0.52 であった。得られた渦部 A と B の Cu と Ni の数密度  $n$ , Cu と Ni の密度  $\rho$  ならびに、SPH 粒子 1 つあたりの体積  $V$  (平滑化長さの等しい SPH 粒子 1 つあたりの体積は、材料によらずほぼ等しい) を用い、式 3. 2 により局所融解領域内の組成  $C'$  を算出した。

$$C'_{A \text{ or } B, \text{ Cu or Ni}} = \frac{n_{A \text{ or } B, \text{ Cu or Ni}} \times \rho_{Cu \text{ or } Ni} \times V}{n_{A \text{ or } B, \text{ Cu}} \times \rho_{Cu} \times V + n_{A \text{ or } B, \text{ Ni}} \times \rho_{Ni} \times V} \times 100 \quad 3.2$$

このようにして求めた、渦部 A および B の組成を Fig.3- 26 に示す。渦部 A の組成  $C'_A$  は 79wt.%Cu – 21wt.%Ni で Cu-rich, 渦部 B の組成  $C'_B$  は 48wt.%Cu – 52wt.%Ni で Cu と Ni がほぼ同じであった。この結果は、Fig.3- 9 に示した EPMA から得られた組成 (A: 76wt.%Cu – 24wt.%Ni, B: 40wt.%Cu – 60wt.%Ni) とよく一致している。よって、SPH 法を用いれば、接合界面に生じる局所融解領域の組成をも予測することが可能であると言える。

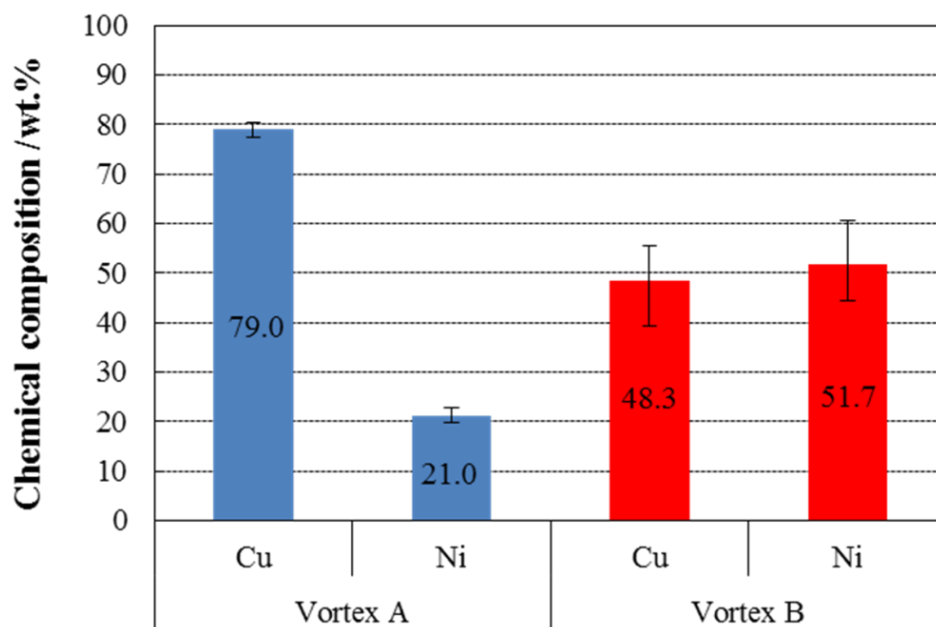


Fig.3- 26 Chemical composition of the Vortex zone A and B.

#### 4.9. 熱拡散率の推定

##### (1) Cu, Ni の熱拡散率

第 2 章で述べたように、接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現する Model

3の解析には、初期条件として、接合界面の温度分布、熱拡散率ならびに局所融解領域の凝固温度が必要である。そこで4.9と4.10では、固相のCu、Ni、局所融解領域、合金化領域の各々の熱拡散率と局所融解領域の凝固温度を定める。

まず、Cu、Niの固相、液相の熱拡散率について述べる。CuおよびNiの固相と液相の熱拡散率とその温度依存性に関する情報は、様々な材料の熱拡散率が収録されている Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series の Volume 10<sup>10</sup> を利用して取得した。Fig.3-27にCuとNiの固相と液相の熱拡散率の温度依存性(300K<T<3000K)を示す。

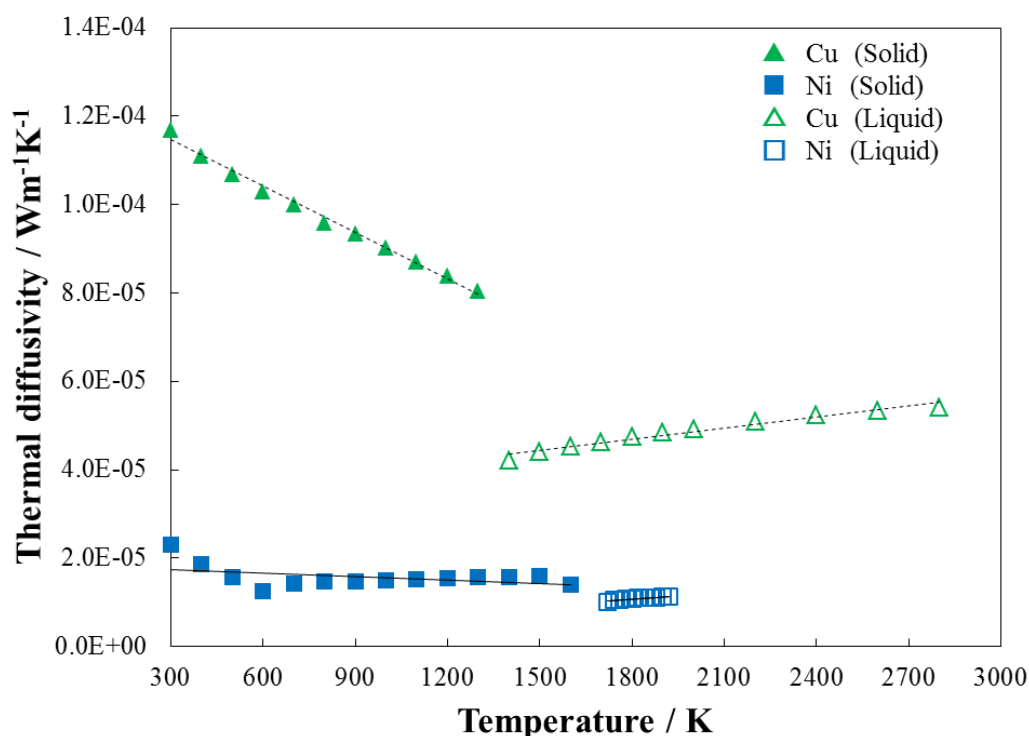


Fig.3-27 Thermal diffusivity of the Cu (solid and liquid) and Ni (solid and liquid) .

Fig.3-27のCuとNiの固相および液相の熱拡散率と温度の関係(300K<T<3000K)は、式3.3～3.6のような線形関係で近似できる。

$$\alpha_{Cu, Solid} = -3.45 \times 10^{-8} T + 1.25 \times 10^{-4} \quad 3.3$$

$$\alpha_{Ni, Solid} = -2.57 \times 10^{-8} T + 2.51 \times 10^{-5} \quad 3.4$$

$$\alpha_{Cu, Liquid} = 7.69 \times 10^{-9} T + 3.3 \times 10^{-5} \quad 3.5$$

$$\alpha_{Ni, Liquid} = 5.14 \times 10^{-9} T + 1.51 \times 10^{-6} \quad 3.6$$

## (2) 局所融解領域の熱拡散率

Cu と Ni の固相の熱拡散率は、式 3.3 と 3.4 によって表現することが可能であるが、Fig.3- 25(b)に示した局所融解領域では、液相の Cu と Ni が混ざりあっているため、Cu と Ni 個々の液相における熱拡散率をそのまま Model 3 で用いることはできない。さらに Cu と Ni の合金液相の熱拡散率に関する報告はない。よって本研究では、局所融解領域の Cu と Ni の数密度( $n_{Cu}$ ,  $n_{Ni}$ )の積を求め、式 3.5 および 3.6 に示した液相における Cu と Ni の熱拡散率を式 3.7 に示すように線形的に足し合わせて求めた式 3.8 によって局所融解領域の熱拡散率を推定することにした。

$$\alpha_{LMZ} = \alpha_{Cu, Liquid} \times n_{Cu} + \alpha_{Ni, Liquid} \times n_{Ni} \quad 3.7$$

$$\alpha_{LMZ} = 5.39 \times 10^{-9} T + 2.31 \times 10^{-5} \quad 3.8$$

## (3) 合金化領域の熱拡散率

次に合金化領域の熱拡散率について検討する。Cu/Ni 接合界面では、各波の渦部の局所融解領域が凝固して合金化領域が生成されるので、局所融解領域の平均組成と合金化領域の平均組成はほぼ同じであると考えられる。しかし、Model 2 で得られた局所融解領域の組成に合致する合金の熱拡散率はこれまでに報告されていない。

そこで、合金化領域の熱拡散率  $\alpha_{Alloy}$  が、まず式 3.9 に示すように、合金化領域の熱伝導率  $k_{Alloy}$ 、密度  $\rho_{Alloy}$  および比熱  $C_{p,Alloy}$  から求められると考え、それを基に次に述べる以下のような処理を行った。

$$\alpha_{Alloy} = \frac{k_{Alloy}}{\rho_{Alloy} C_{p,Alloy}} \quad 3.9$$

Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series の Volume 1 には、種々の組成の Cu/Ni 合金の熱伝導率  $k$  が、温度別にリストアップされている<sup>111</sup>。そこで、その中から、渦部 A および B の組成に近い 80wt. %Cu-20wt. %Ni および 40wt. %Cu-60wt. %Ni に関する  $k$  のデータを選び、それらを 325~970K の温度に対してプロットしたものが Fig.3- 28(a)である。

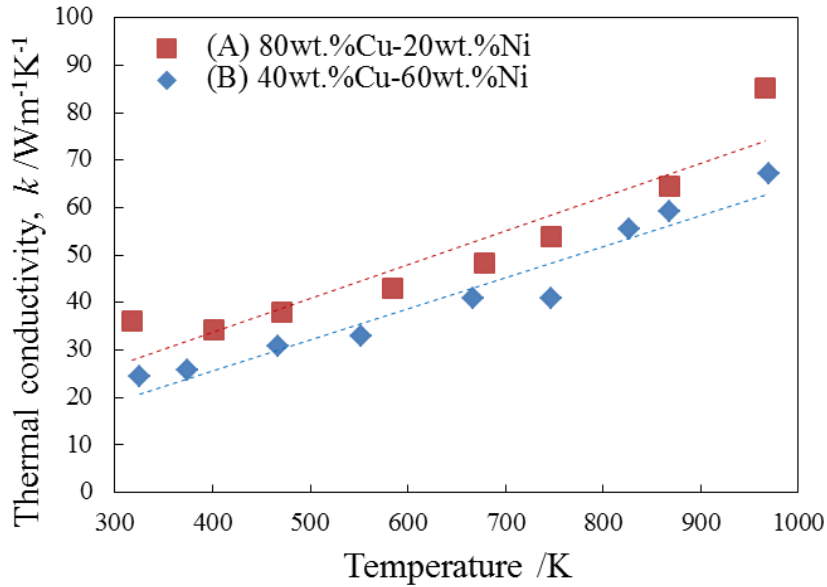


Fig.3- 28 Thermal conductivity of the 80wt%Cu-20wt%Ni and 40wt%Cu-60wt%Ni,

図中の点線は、これら熱伝導率  $k$  の温度依存性を直線近似したものであり、これより、A,B 各々の熱伝導率  $k_A$ ,  $k_B$  として、式 3. 10 と 3. 11 を得た.

$$k_A = 7.10 \times 10^{-2} T + 26.8 \quad 3. 10$$

$$k_B = 6.54 \times 10^{-2} T + 19.2 \quad 3. 11$$

Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series の Volume 4 には、種々の組成の Cu/Ni 合金の比熱  $C_P$  が温度別にリストアップされている<sup>112</sup>. この中に、渦部 A に近い組成の 75wt%Cu-25wt%Ni 合金の 323K~883K の温度範囲における比熱と、渦部 B に近い組成の 50wt%Cu-50wt%Ni 合金の 308~883K の温度範囲における比熱が報告されていた. これらをプロットしたのが Fig.3- 29 である. これらの値を線形近似し、 $C_{P,A}$  および  $C_{P,B}$  の温度依存性として、式 3. 12 と 3. 13 を得た.

$$C_{P,A} = 0.119T + 450 \quad 3. 12$$

$$C_{P,B} = 0.145T + 413 \quad 3. 13$$

合金化領域の密度  $\rho_{Alloy}$  は、Cu と Ni の密度  $\rho$  および数密度  $n_{Cu}$ ,  $n_{Ni}$  を用い、式 3. 14 によって求めた.

$$\rho_{Alloy} = \rho_{Cu} \times n_{Cu} + \rho_{Ni} \times n_{Ni} \quad 3. 14$$

得られた渦部 A における合金の密度は 8924 kg/m<sup>3</sup>, 渦部 B については 8915 kg/m<sup>3</sup> であった.

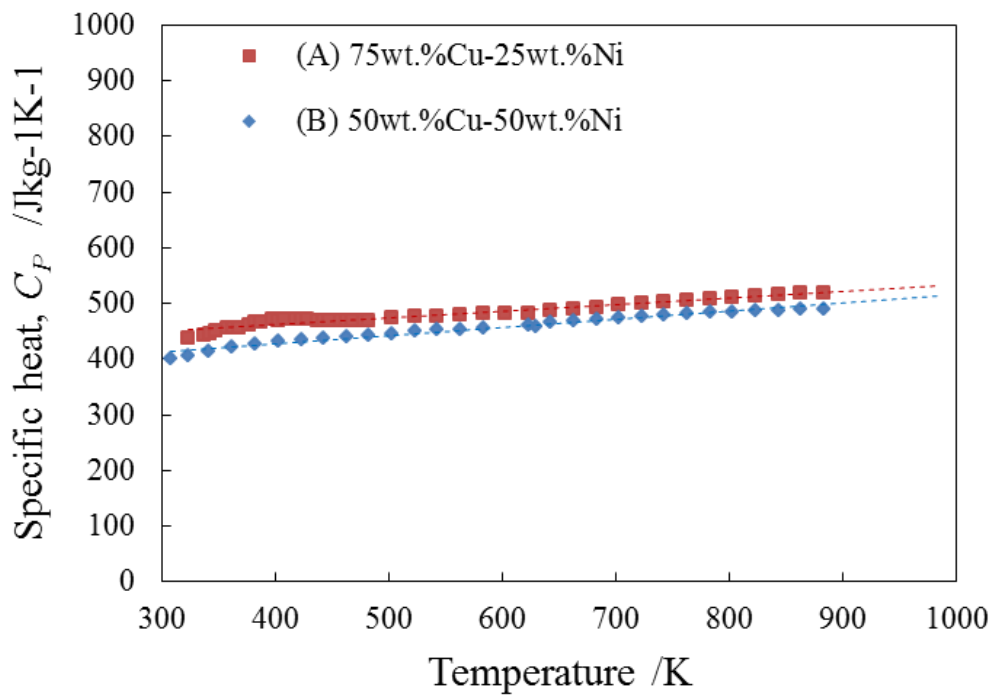


Fig.3- 29 Specific heat of the 75wt%Cu-25wt%Ni and 50wt%Cu-50wt%Ni.

Fig.3- 30 に式 3.9 により求めた合金化領域の熱拡散率の温度依存性を示す. これより, 渦部 A および B の合金化領域の熱拡散率  $\alpha_{\text{Alloy}}$  の温度依存性を表現する線形近似式(式 3.15, 式 3.16)を算出した.

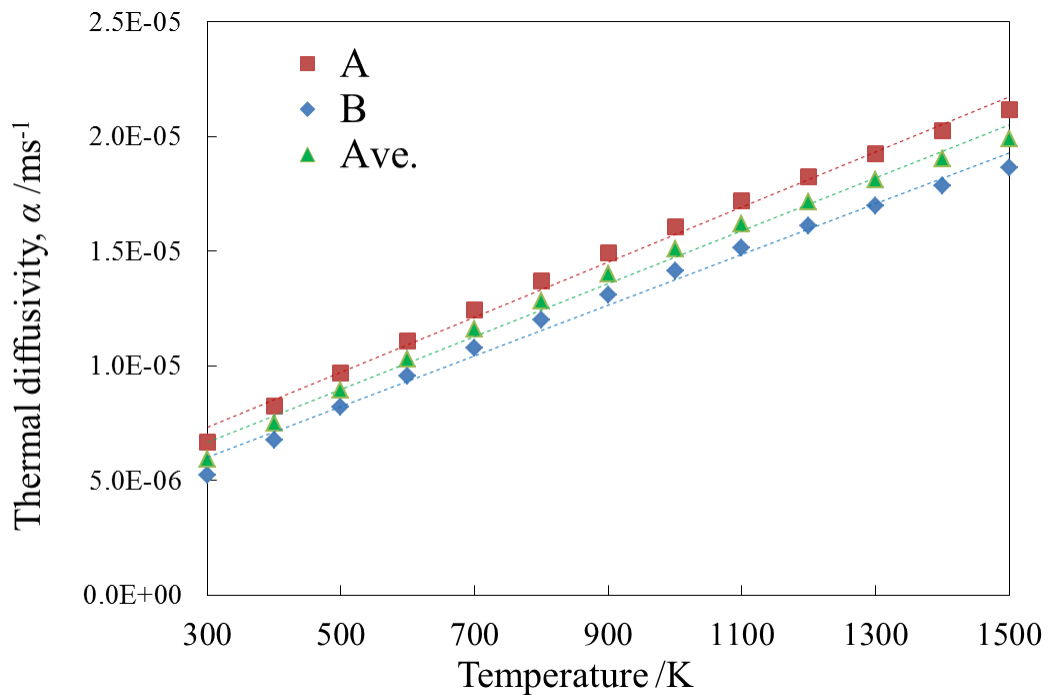


Fig.3- 30 Thermal diffusivity of the Alloy A and B in the vortex zone.

$$\alpha_{Alloy,A} = 1.20 \times 10^{-8}T + 7.31 \times 10^{-6} \quad 3.15$$

$$\alpha_{Alloy,B} = 1.11 \times 10^{-8}T + 5.99 \times 10^{-6} \quad 3.16$$

本来であれば数値解析においては、渦部 A と渦部 B の熱拡散率の違いを考慮すべきである。しかし、両者の値に大きな差はみられなかったことから、この後の数値解析においては、渦部 A および B の平均値をこの Cu/Ni 接合材における合金化領域の熱拡散率の値とした。その線形近似式を式 3.17 に示す。

$$\alpha_{Alloy,Ave} = 1.16 \times 10^{-8}T + 6.67 \times 10^{-6} \quad 3.17$$

#### 4.10. 局所融解領域の凝固温度の推定

次に、冷却に伴い局所融解領域が凝固して固相の合金化領域となる温度について検討する。Fig.3-31 は Cu-Ni 2 元系平衡状態図である。これによれば渦部 A(79wt.%Cu-21wt.%Ni)の組成の合金融液では、温度が 1440K(1167°C)の固相線を下回ればすべて固相になる。一方、渦部 B(48wt.%Cu-52wt.%Ni)では、温度が 1560K(1287°C)の固相線を下回ればすべて固相になる。第 2 章で述べたように、Model 2 から Model 3 への変換過程や Model 3 の計算プログラムでは、渦部 A と渦部 B を区別して取り扱っていない。また先に述べたように渦部 A と渦部 B の合金化領域については、これら組成の差による熱拡散率の違いを考慮せず、その平均値を以降の数値解析に用いることにした。よって、この場合も同様に凝固温度として、A と B の固相線の間温度をとり、凝固温度を 1500K(1227°C)に設定した。

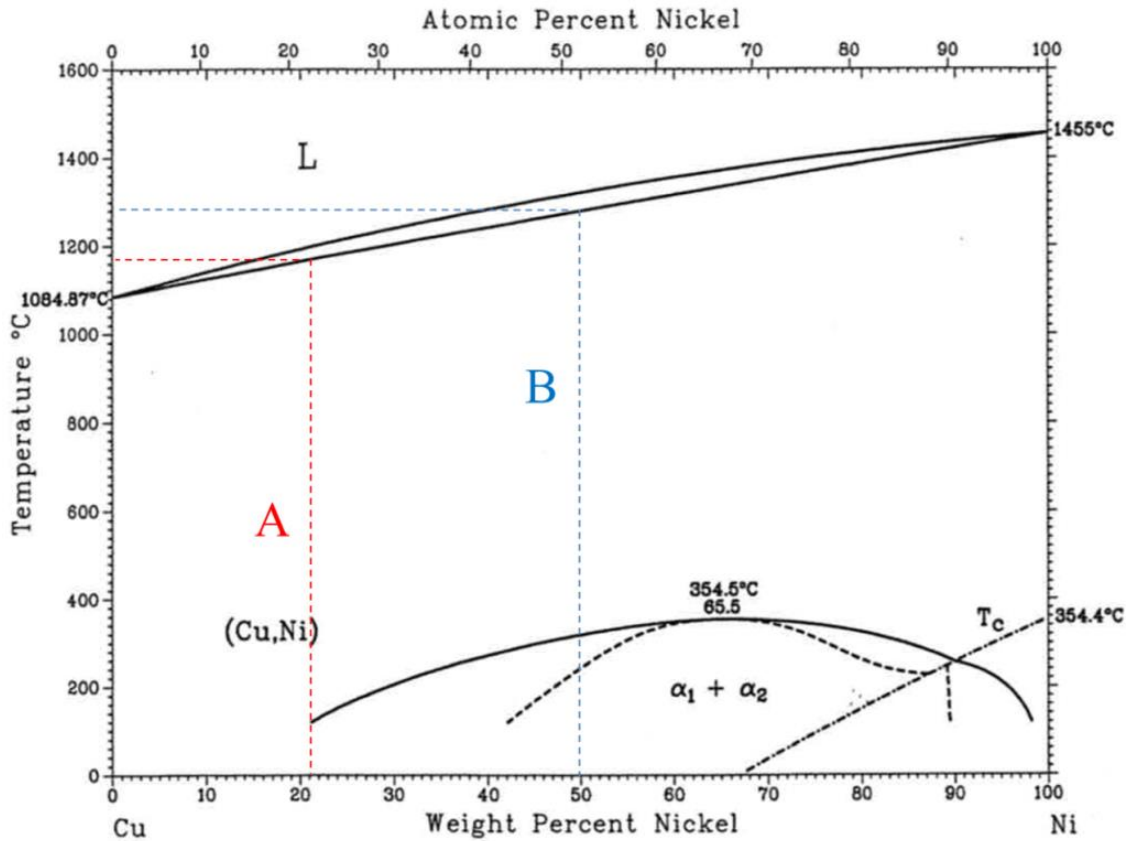


Fig.3- 31 Cu-Ni binary equilibrium phase diagram; A:79wt%Cu-21wt%Ni,B:48wt%Cu-52wt%Ni<sup>113</sup>.

#### 4.11. 接合界面の冷却過程と冷却速度

Fig.3- 32 は、Model 3 の解析結果である、ここでは顕著な温度変化が生じる 0~50 $\mu$ s の間の冷却過程(10 $\mu$ s 間隔)ならびに温度がほとんど変化しなくなった 150 $\mu$ s における接合界面の温度分布を示している。なお、Model 3 の 0 $\mu$ s における状態 (初期状態) の温度分布と熱拡散率は、Model 2 の 7 $\mu$ s 時の温度分布と密度をもとに算出したものである。

初期状態の 0 $\mu$ s では、渦部と界面近傍にのみ高温領域が観察され、界面から離れた Cu と Ni の母材部分ではほとんど温度上昇がない。これに対し 10~20 $\mu$ s では、渦部の中心付近には 2000K 以上の高温領域が見られ、さらに接合界面近傍から Cu と Ni の母材へと急速に熱拡散が起こるため界面近傍の母材内に帯状に温度変化が見られた。そして、接合界面の両側に約 100 $\mu$ m の幅で温度が 400K 以上となる領域が見られた。

30~50 $\mu$ s では、渦部の中心付近の温度が約 1500~1600K まで低下した。接合界面の温度が 400K 以上になる領域は 20 $\mu$ s 時よりも広がり、接合界面から Cu 側に約 300 $\mu$ m, Ni 側に約 150 $\mu$ m の幅で見られた。

解析終了時の 150 $\mu$ s では、渦部および界面近傍の温度は 1000~1100K まで低下した。Cu 側の接合界面の温度が 400K 以上になる領域が、接合界面からおおよそ 400~600 $\mu$ m の範囲で見られた。一方、Ni 側で 400K 以上に達する領域は、接合界面から 200 $\mu$ m 以内の範囲で見られた。これは、Cu は Ni に比べて熱が伝わりやすいため、Cu の母材部分では Ni 母材に比べ、温度上昇する範囲が広がったものと考えられる。

Fig.3- 33 は接合界面の A~D 点における温度と A, B における冷却速度の時刻歴変化を示したものである. Fig.3- 33 (a) に示すように A は渦部 A, B は渦部 B, C, D は接合界面から離れた Cu と Ni の母材にそれぞれに対応する. Fig.3- 33 (b) は A~D 点における温度の時刻歴変化である. A では, 0~150 $\mu$ s の間におよそ 2000K から 1100K まで冷却され, 特に 0~10 $\mu$ s で, 急激な温度低下が見られた. また B でも, 0~150 $\mu$ s の間におよそ 2500K から 1000K まで冷却され, A と同様に 0~10 $\mu$ s で急激な温度低下が見られた. 0 $\mu$ s 時に約 300K であった C および D では, 接合界面からの伝熱により温度上昇が生じ, 150 $\mu$ s では, 温度が約 400~500K となった.

Fig.3- 33 (c) は(b)の温度-時間曲線を微分して求めた A および B における 0~150 $\mu$ s の間の冷却速度の時刻歴変化である. 0~10 $\mu$ s の間はおよそ  $10^8$ K/s オーダーの非常に大きな冷却速度を呈し, 10 $\mu$ s 以降の冷却速度は  $10^6$ ~ $10^7$ K/s オーダーとなることが明らかになった. これまで示したように, 数値解析により, 爆発圧接界面では数  $\mu$ s という極短時間に波状界面が形成され, 特に渦部や界面で温度が急激に上昇することがわかった. また, この急激な温度上昇は接合界面近傍のごく限られた領域で生じ, Cu, Ni 両母材の温度は界面から数百  $\mu$ m 離れるとほとんど上昇しないことがわかった. このため, 接合界面とその周囲の母材の幅数百  $\mu$ m の間に 1500~2000K の温度差が生じ, この非常に大きな温度勾配の下, 接合界面から母材への急激な抜熱が生じる. よって, Fig.3- 33 (c)に示したように, 接合界面近傍では  $10^6$ ~ $10^7$ K/s オーダーの高い冷却速度で温度低下が生じると考えられる.

Crossland らは, 爆発圧接材の接合界面の組織観察結果から推測した冷却速度は, およそ  $10^5$ ~ $10^7$ K/s であると述べている<sup>14</sup>. 本研究では, 接合界面の冷却過程を再現することで, Cu/Ni 爆発圧接材の接合界面に生じる局所融解領域における冷却速度を見積もった. 得られた冷却速度は,  $10^6$ ~ $10^7$ K/s オーダーであり, これは Crossland らの結果とよく一致している.

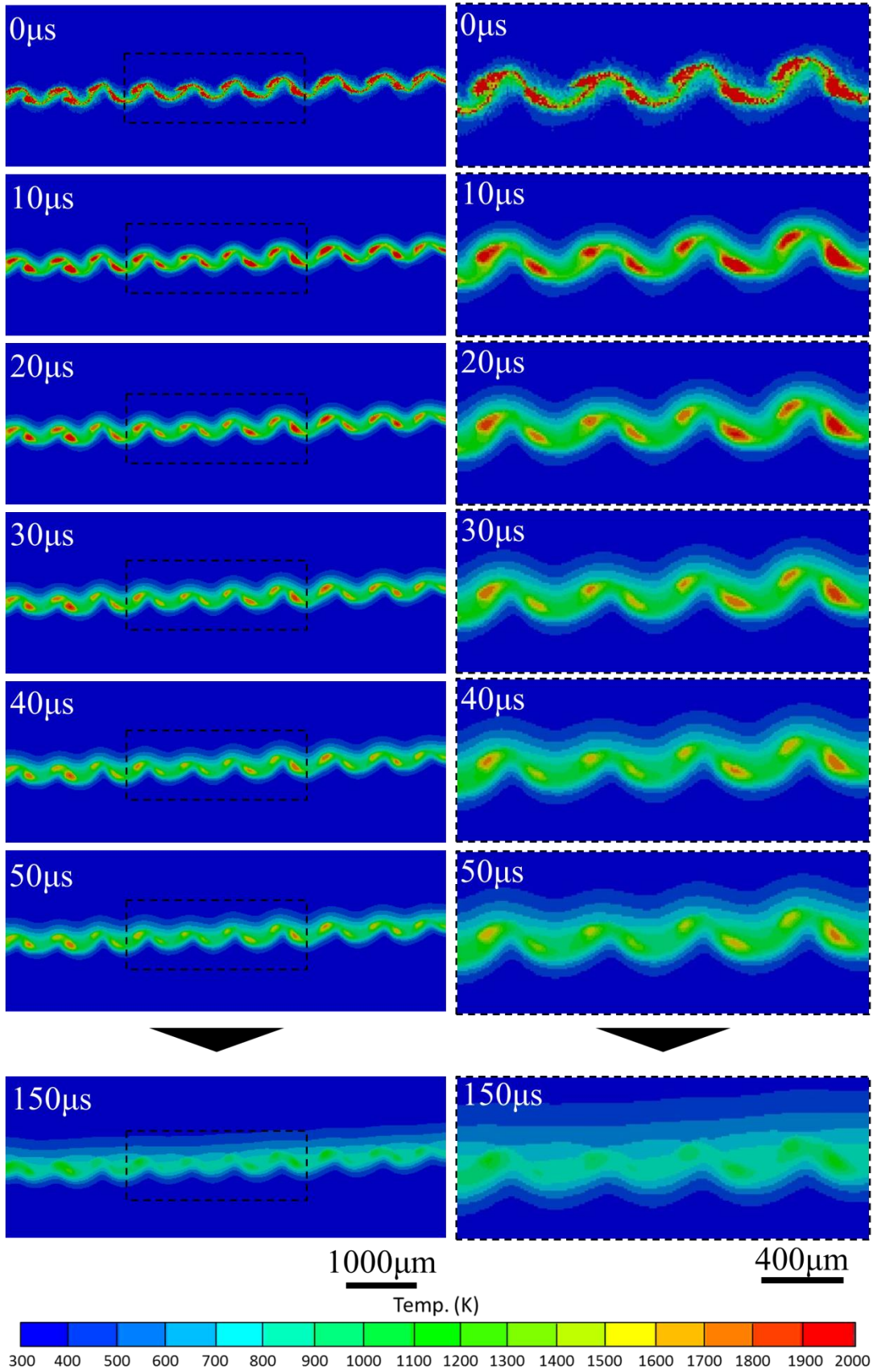


Fig.3- 32 Cooling process at the joint interface during 150 $\mu$ s.

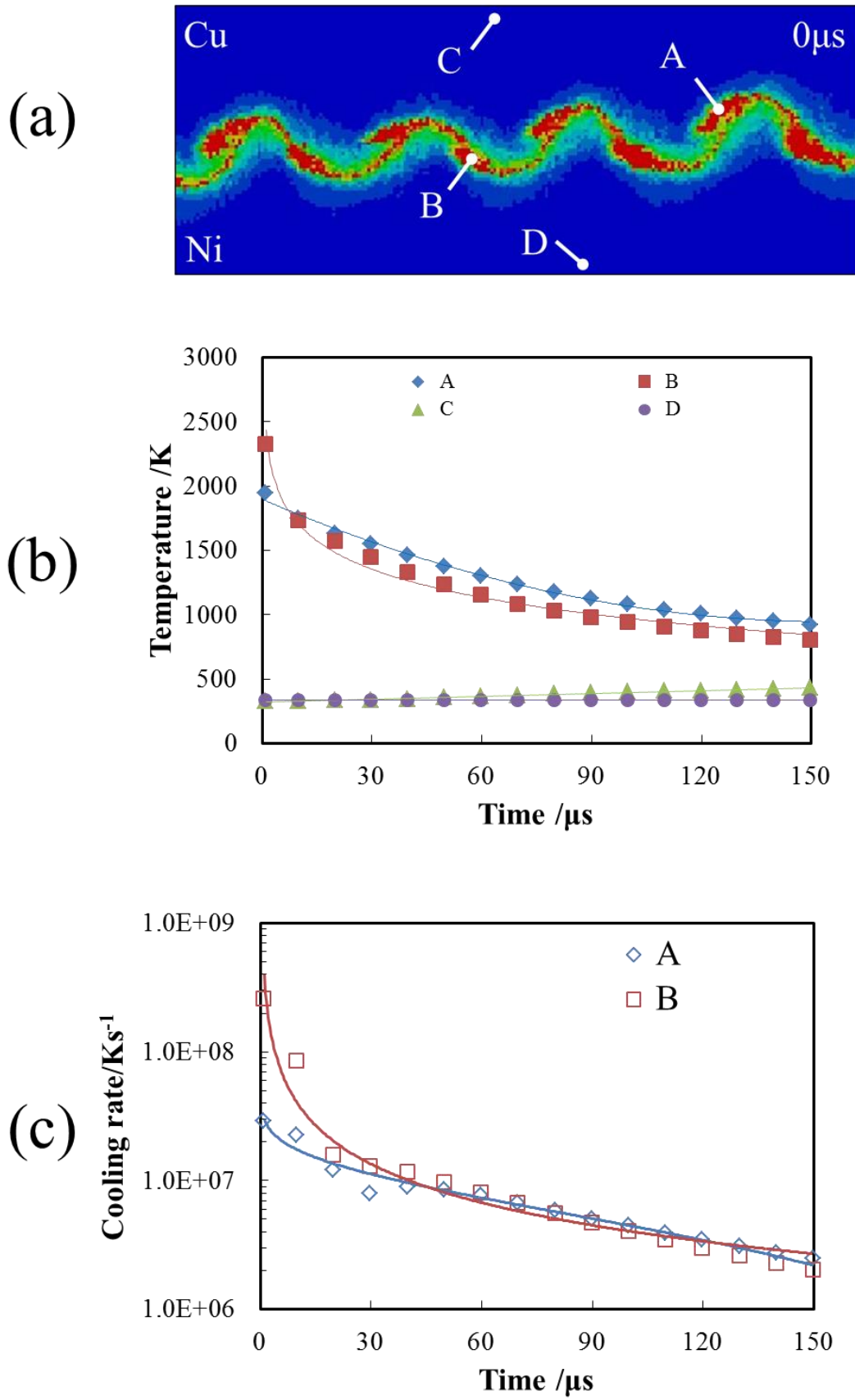


Fig.3- 33 Temperature change and cooling rate at each point from A to D during 150 $\mu$ s.

#### 4.12. 合金化領域の生成過程

Fig.3- 34 は 0~50 $\mu$ s(10 $\mu$ s 間隔)の間の局所融解領域の変化と、解析が完了した 150 $\mu$ s 時の接合界面の界面形態を示す。図内の緑は固相の Cu, 赤は固相の Ni を示す。また Cu と Ni が融点以上の温度となった領域を局所融解領域とみなして黄色で示し、局所融解領域(黄色)の温度が凝固温度以下になったため、その領域が凝固したとみなした部分を合金化領域 (灰色)で示す。接合界面の局所融解領域は、0~10 $\mu$ s の間にその外側から凝固が開始している。20 $\mu$ s では、渦部 A と渦部 B の局所融解領域の凝固がさらに進行したが、20 $\mu$ s の矢印で示す渦部 A の中心には局所融解領域が残存している。これは、渦部 A の最終凝固位置は渦部の中心となることを示している。30~40 $\mu$ s で渦部 A の凝固はほぼ完了している。また渦部 B の凝固も進行している。渦部 A と同様に、矢印で示す渦部 B の中心には局所融解領域が残存しており、渦部 B についても、その最終凝固位置が渦部の中心となることを示している。50 $\mu$ s で、渦部 A および B とともに局所融解領域の凝固はほぼ完了している。

波状界面の渦部の温度は Cu や Ni の融点以上まで急激に上昇し、そこでは局所的な融解が生じると考えてよい。このような局所融解が起こる場所では、渦部 A と渦部 B における Cu と Ni 粒子分布が示すように、Cu 成分と Ni 成分が混ざり合っている。よって、ここで Cu と Ni の合金融液が生成し、これが凝固して合金化領域が生成する。

爆発圧接材の接合界面における合金化領域の生成過程については、接合界面における両金属の混ざり合いや急激な温度変化の直接観察・直接測定が困難なため、これまでは最終的に得られた組織の観察や化学組成の分析結果等の実験的手法によってから検討するしかなかった。これに対し本研究では、Model 1, Model 2 および Model 3 を組み合わせた数値解析を行うことにより、Cu/Ni 爆発圧接材の波状界面形成過程のみならずメタルジェットの放出挙動や接合界面における合金化領域の生成過程をも再現することに成功した。

さて、接合界面の温度上昇は極めて短時間で起こる。従って、接合界面から母材へと熱が拡散する時間がなく、このため接合界面とほぼ室温のままの母材部分との間に極めて大きな温度差が生じる。この大きな温度勾配により、接合界面から母材に向かって急速な抜熱が生じ、この結果、局所融解領域は  $10^6 \sim 10^7$  K/s オーダーで急冷されると考えられる。

局所融解領域の合金組成がほぼ均一であれば、その凝固は抜熱方向と反対方向、すなわち融解部の外側から中心へと凝固が進行するはずである。よって局所融解領域の中心付近が合金化領域の最終凝固部となり、最終凝固部では凝固収縮が生じるため、この部分にポイド(引け巣)が形成すると考えられる。

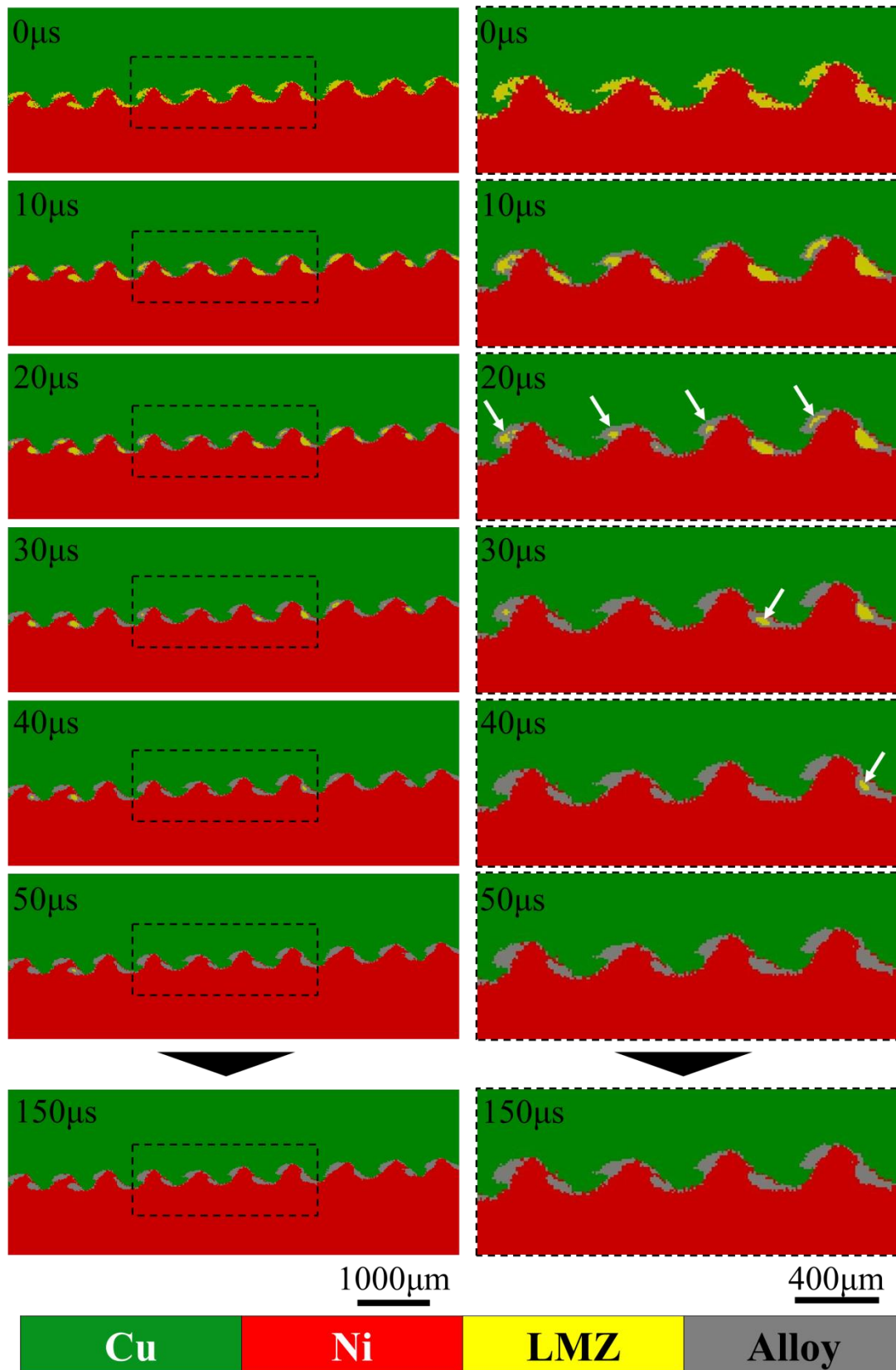


Fig.3- 34 Formation process of the Alloy region in the local melting zone.

#### 4.13. 実験結果と数値解析結果の整合性

Model 1, Model 2 ならびに Model 3 を組み合わせた数値解析により Cu/Ni 接合材の波状界面形態のみならず、局所融解領域の生成位置と形状、組成およびその後の合金化領域の生成過程を数値解析により再現することができた。ここでは数値解析結果と実際に作製した爆発圧接材の接合界面との整合性について検討する。

まず、波状界面形態について比較する。Model 2 で再現された波状界面の波高と振幅は、それぞれ 220 $\mu\text{m}$ 、407 $\mu\text{m}$  であった。実際に爆発圧接法で作製した Cu/Ni 接合材において観察された波状界面の波高と波長は 202 $\mu\text{m}$ 、399 $\mu\text{m}$  であった。爆発圧接界面で観察された波状界面は冷却過程で合金化領域へと変化した結果を観察しているものであり、接合直後の形態から幾分変化していると考えられる。よって両者が完全に一致することはありません、このことを考慮すると、数値解析結果と実験結果は極めてよく一致しているといえる。

次に、局所融解領域の組成であるが、Model 2 において SPH 粒子数比から見積もった組成は、EPMA により組成分析して得られた平均組成と定量的に非常によく一致している。Model 3 の解析から得られた合金化領域の形状を実際の接合界面に観察された合金化領域の形状と比較すると、数値解析結果と実験結果はよく一致している。

Model 3 で再現された合金化領域の生成位置ならびに、冷却過程のシミュレーションから予測した最終凝固部の位置は、実際の接合界面に観察されるボイドの位置とよく一致していた。このように本研究の数値解析結果と実験結果との整合性は極めて高いことが実証できた。

## 5. 小括

$V=500\text{m/s}$ ,  $\beta=11^\circ$  の条件で Cu/Ni 爆発圧接材を作製し、接合界面を観察した。接合界面には、キノコ状の様相を呈する正弦波状の波状界面が形成され、各波の前後に合金化領域が 1 つずつ観察された。これらの合金化領域の組成は異なっており、EPMA 分析の結果、Cu 側の合金化領域の平均組成は 76wt.%Cu – 24wt.%Ni で Cu-rich であり、Ni 側は、40wt.%Cu – 60wt.%Ni で Ni-rich であることがわかった。

数値解析的手法を用いて、(I)爆薬の爆轟ならびに Flyer plate が Parent plate に衝突する過程、(II)波状界面の形成過程、(III)接合界面での温度上昇過程、(IV)波状界面形成後の冷却過程ならびに、(V)合金化領域の凝固過程を再現し、Cu/Ni 接合材の接合界面組織の形成挙動について検討した。

Euler–Lagrange 連成解析(Model 1)を用いて爆薬の爆轟とそれに伴う Flyer plate が Parent plate に傾斜衝突する様子を再現し、Flyer plate の衝突速度  $V$  ( $V_x$  と  $V_y$ ) と衝突角度  $\beta$  を求めた。

得られた  $V$  と  $\beta$  をもとに、SPH 法(Model 2)により衝突中の波状界面形成過程、温度変化ならびに融点変化を求めた。

衝突点から放出されるメタルジェットが衝突点前方の Cu と Ni の金属表面に交互に衝突することで、Cu/Ni 接合材の波状界面が形成されることがわかった。メタルジェットは、Cu と Ni がランダムに混ざりあひかつ、分散した状態で衝突点から放出された。またメタルジェットの粒子比を分析すると、Cu と Ni 比がほぼ 1:1 であることがわかった。Model 2 で再現され

た波状界面の形成過程は、Bahrani らが提唱した Indentation mechanism と非常によく一致した。

SPH 解析により衝突中の界面近傍の圧力、比内部エネルギー、温度ならびに融点の変化を求め、温度上昇の主な要因と圧力上昇に伴う融点の変化を調べた。渦部ならびに界面近傍の温度上昇の主な要因は、衝突点近傍で生じる圧縮であり、波状界面形成に伴う塑性変形の影響は小さかった。一方、界面から離れた母材における温度上昇の主な要因は塑性変形であったが、渦部や界面近傍に比べて塑性変形が小さいため、ここでは温度はほとんど上昇しないことがわかった。

圧力変化に伴う融点の変化について検討した結果、融点は衝突点において上昇するものの、その持続時間は  $1\sim 2\mu\text{s}$  と極めて短いことが明らかになった。また衝突中の温度と融点の変化から、渦部では局所的な融解が生じることがわかった。

数値解析により得られた SPH 粒子の分布から局所融解領域の合金組成を推定したところ、EPMA により求めた爆発圧接材の接合界面の合金化領域の組成とよく一致した。このように SPH 法により接合界面に生じる局所融解領域の組成を推定することができた。

Model 2 で再現した波状界面の物質分布、温度分布ならびに局所融解領域の組成に基づき、Model 3 の初期条件(熱拡散率、温度分布、局所融解領域の凝固温度)を求め、Model 3 によって波状界面形成後の接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現した。

波状界面形成直後、接合界面近傍と界面から離れた母材の間には大きな温度差が生じるため急激な抜熱が起こり、これにより界面近傍の冷却速度は、 $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーとなることがわかった。

合金化領域の生成過程について検討した結果、局所融解領域の外側から中心に向かって凝固が進行し、最終凝固部は局所融解領域の中央部となることわかった。これは実際の接合界面の合金化領域の中央にボイドが観察されることとよく一致する。

以上示したように爆発圧接により得られた Cu/Ni 接合材の波状界面形態(波高、波長)ならびに合金化領域の組成やボイドの位置は、数値解析により得られた界面形態と定量的によく一致した。このように Cu/Ni 爆発圧接材の接合界面で生じる(I)~(V)の過程について、実験と数値解析の両手法を用いて明らかにすることができた。

## 第4章 Cu/Al 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証

### 1. 緒言

第3章では、両金属の密度差がほとんどなく、全率固溶する組み合わせであるCuとNiの爆発圧接材について検討を行った。本章では、両金属の密度差が大きく、かつ接合界面に金属間化合物等の中間層を形成するCuとAlの爆発圧接について取り扱う。Fig. 4-1に示すCu-Al 2元系状態図によれば本合金系では、 $\text{Al}_2\text{Cu}(\theta)$ 、 $\text{AlCu}(\eta_2)$ 、 $\text{Al}_3\text{Cu}(\zeta_2)$ 、 $\text{Al}_2\text{Cu}_3(\sigma)$ 、 $\text{Al}_4\text{Cu}_9(\gamma_1)$ 、 $\text{AlCu}_3(\beta)$ 等の様々な金属間化合物が生成する<sup>113</sup>。よってCu/Alの爆発圧接材の界面には、Cu/Ni接合材のような合金化領域ではなく、このような金属間化合物を含む中間層が観察されるであろう。

そこで、本章では、爆発圧接法でCu/Al接合材を作製し、その接合界面形態(波高、波長、中間層の形状、ボイドの位置)と界面に観察される中間層の化学組成について調査する。そして、第2章で述べた数値解析手法を用いて、(I)爆薬の爆轟ならびにFlyer plateがParent plateに衝突する過程、(II)波状界面の形成過程、(III)接合界面での温度上昇過程、(IV)波状界面形成後の冷却過程ならびに、(V)中間層の凝固過程を再現し、Cu/Al接合材の接合界面組織の形成挙動について実験と数値解析の両手法から検討を行う。なお、(I)~(V)の数値解析手法の詳細については第2章を参照されたい。

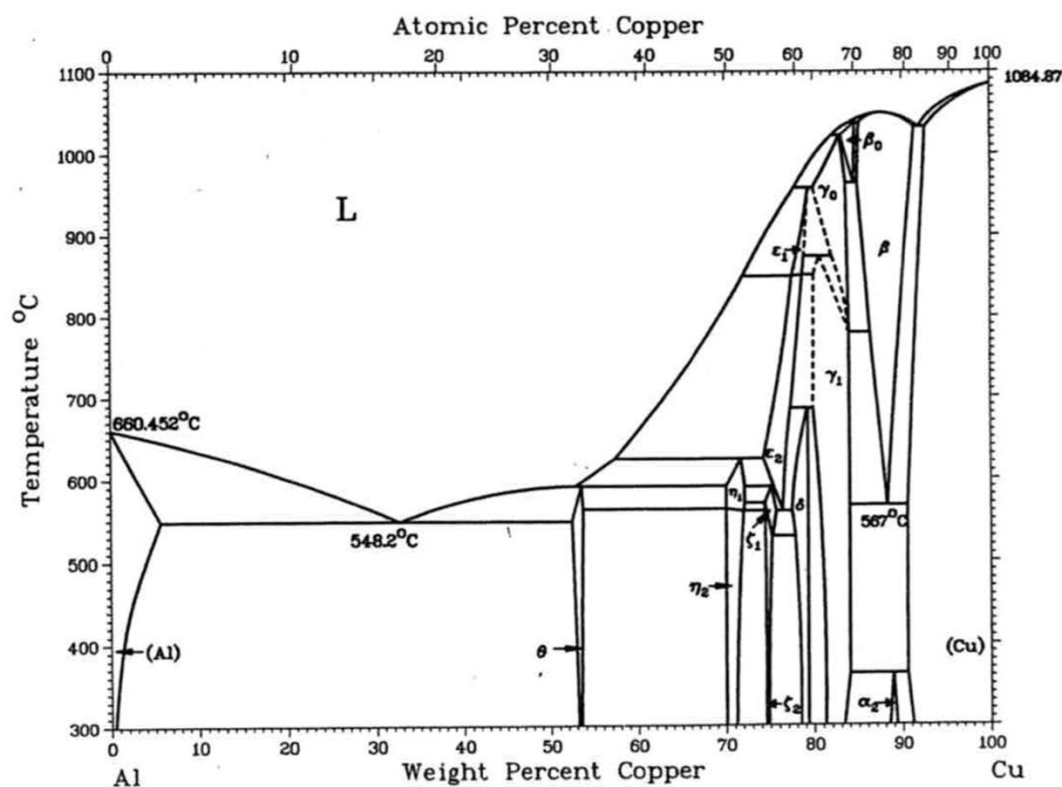


Fig. 4-1 Cu-Al binary equilibrium phase diagram<sup>113</sup>.

## 2. 実験方法

爆発圧接における起爆点、爆薬、板材および固定具の位置関係を Fig. 4-2(a)に示す。Flyer plate に無酸素銅(Cu)，Parent plate に工業用純アルミニウム 1050(Al)を使用した。板材の寸法は 300×300×2mm である。鋼製の固定具の上に Parent plate を置き、スペイサーを用いて Flyer plate と Parent plate の間に 4mm の間隔を設けた。硝酸アンモニウムを主成分とした爆薬を用い、爆薬量は 3kg，爆薬質量/飛翔板質量比(E/M 比)を 1.86 とした。爆薬を Flyer plate の上面に設置し、雷管から爆薬を起爆した。実験は室温，大気圧下で実施した。

得られた Cu/Al 接合材には起爆点から 100mm 以上離れた位置に、波状界面の振幅と波長が一定となる定常部が見られた。そこで、Cu/Al 圧接材を Fig. 4-2 (b) に示すように爆轟の進行方向に沿って切断し、起爆点から 180mm の位置から縦 10mm×横 20mm の寸法の組織観察用の試験片を採取した。試験片の断面を SiC 研磨紙(#120～#2000)とダイヤモンドペースト(粒度 6 $\mu$ m～1 $\mu$ m)で機械研磨し、OPS を用いて鏡面に仕上げ、OM ならびに SEM を用いて組織を観察した。また EPMA の点分析により、接合界面に観察された中間層の成分分析を行った。

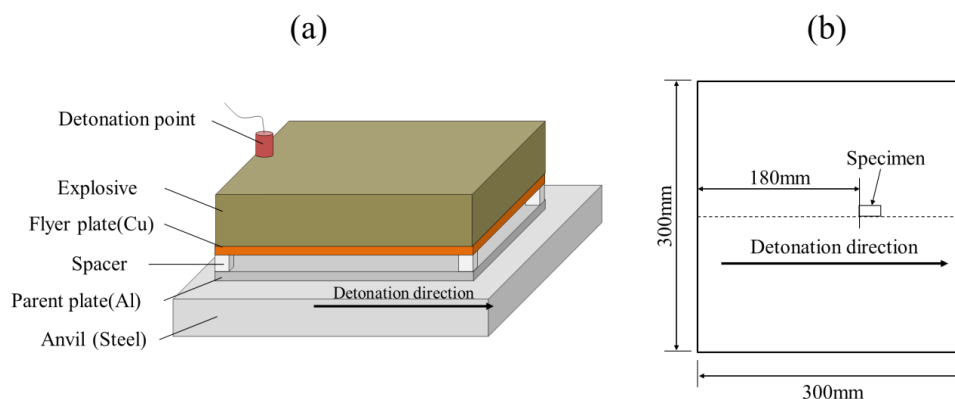


Fig. 4-2 (a) Schematic illustration of the explosive welding setup, (b) Position of the specimen

## 3. 解析方法

### 3.1. 爆轟解析(Model 1)

実際に爆発圧接材を作製した条件(爆薬量=3kg，Flyer plate と Parent plate 間の間隙=4mm)を用い、爆薬の爆轟とそれを受けて衝突する Flyer plate と Parent plate を再現するための Model 1 を作製した。Model 1 の寸法を Fig. 4-3 に示す。Model 1 の対称系は、奥行き方向に無限遠に続くと仮定した 2次元平板体系とし、単位系は mm，mg， $\mu$ s とした。まず、縦 95mm，横 320mm に空気を配置させ、そのうち、図に示す Flyer plate 直上の縦 60mm，横 300mm の範囲の空気を爆薬に置き換えた。起爆点は爆薬の左上に設置し、解析開始(0 $\mu$ s)と同時に爆薬の爆轟が始まるよう設定した。Flyer plate と Parent plate の板厚は 2mm で、板幅は 300mm とした。Anvil は Parent plate の下に、縦 20mm，横 320mm の寸法で配置した。空気と爆薬の境界条件に Flow out，Anvil の固定のために、Anvil 最下部に Fixed layer をそれぞれ設けた。

第 2 章で述べたように、Flyer plate，Parent plate ならびに Anvil のソルバーには Lagrange，空気と爆薬のソルバーには Euler を選択した。衝突時の変形の度合い，解析時間および解析の

安定性を考慮して, Flyer plate と Parent plate のメッシュサイズは  $0.25 \times 0.25 \text{ mm}$ , Anvil は  $2 \times 2 \text{ mm}$  とした. 第3章で, 解析安定性が高く, かつ解析時間も短い Euler 領域の適切なメッシュサイズを検討し,  $0.5 \times 1 \text{ mm}$  が最適であったため, 本章の Model 1 の Euler 領域(爆薬ならびに空気)のメッシュサイズも  $0.5 \times 1 \text{ mm}$  に設定した.

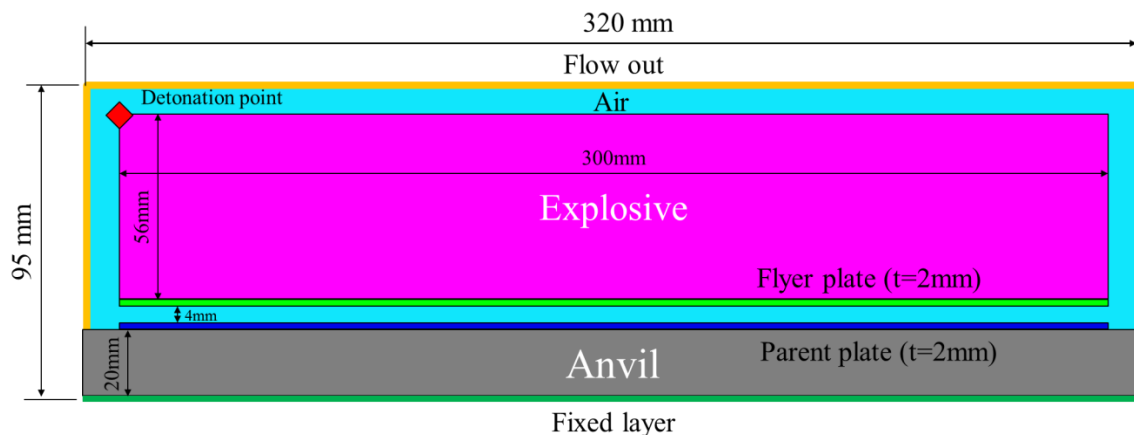


Fig. 4- 3 Schematic illustration of the Model 1.

爆薬の状態方程式には JWL 状態方程式, 空気には理想気体の状態方程式を用いた. Flyer plate, Parent plate および Anvil の状態方程式には Mie-Grüneisen 型衝撃 Hugoniot 状態方程式を選択した. Flyer plate と Parent plate の構成則には Steinberg-Guinan model を用いた<sup>23</sup>. Anvil には SS400 を用いたが, AUTODYN の材料ライブラリーには SS400 に該当する材料がない. そのため, Seidt らが報告した SS400 に近い鋼の Johnson-Cook model の材料パラメータを用いて, SS400 を AUTODYN の材料ライブラリーに新たに加え, それを Anvil の構成則に用いた<sup>108</sup>.

### 3.2. 波状界面形成解析(Model 2)

SPH 法を用いて接合界面の波状界面形成過程とそれに伴う温度上昇を再現する Model 2 の解析モデルを, Fig. 4- 4 に示す. Model 2 の対称系は, 奥行き方向に無限遠に続くとして 2次元平板体系とし, 単位系は mm, mg,  $\mu\text{s}$  とした. Model 2 では, 解析モデル内の Flyer plate と Parent plate の寸法をそれぞれ横 20mm×縦 2mm とし, Anvil は, 横 20 mm×縦 20 mm とした. Flyer plate, Parent plate ならびに Anvil の状態方程式と構成則については, Model 1 と同じである. また Anvil の最下部を固定するため, Anvil の最下部から 1mm の範囲に位置する SPH 粒子に Fixed layer を設けた.

本章の Model 2 は, 第3章と同様に, Fig. 4- 4 に示すような場所によって異なる平滑化長さをを用いて作製した. 波状界面が形成される Flyer plate と Parent plate の衝突面から 1mm 以内の領域においては, 平滑化長さを  $10 \mu\text{m}$  とした. それ以上の厚さ方向の領域においては, 波状界面形成の影響が小さいと考えられるため, 平滑化長さを  $20 \mu\text{m}$  とした. Anvil に関しても, 波状界面のような大きな変形は生じないため, 特に平滑化長さを小さくする必要はない. そこで, Anvil を 1~3 の領域にわけ, それぞれにおいて  $40, 80, 160 \mu\text{m}$  の異なる平滑

化長さを設定し、Model 2 の解析要素を削減した．なお Anvil 1 ならびに 2 の厚さは 1mm で、Anvil 3 の厚さは、18mm とした．衝突中の 1 つの粒子の温度、圧力、比内部エネルギーの変化を求める場合、SPH 粒子(Lagrange や Euler の場合は格子点)に Gauge point を設置する．なお、Gauge point は、1 つの SPH 粒子に対して 1 つだけ設置できる．本研究では、原点から 13mm~18mm の範囲に注目し、その範囲の Flyer plate と Parent plate の衝突面とその面から 500 $\mu\text{m}$  離れた母材部分の 200 個の SPH 粒子に Gauge point を設置した．

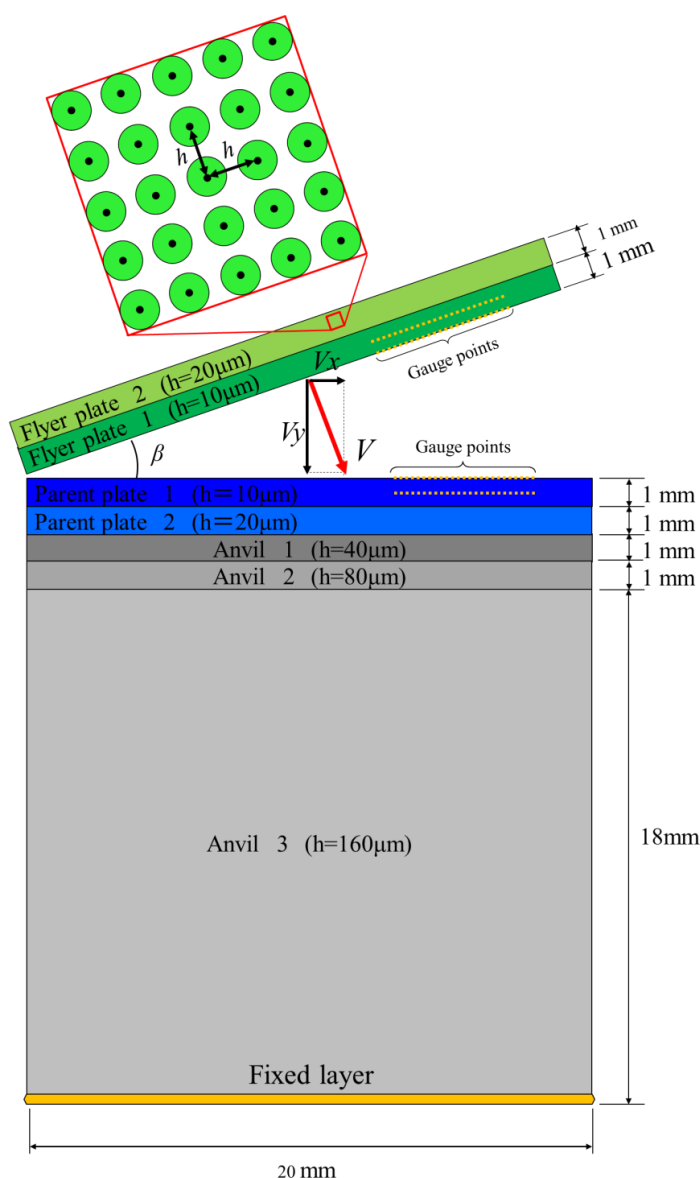


Fig. 4- 4 Schematic illustration of the Model 2

### 3.3. 熱伝導解析(Model 3)

接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現する Model 3 では、Fig. 4- 5(a)の Model 2 の Flyer plate、Parent plate ならびにそれらの接合界面を含むような横 5mm×縦 4mm の領域(図内の破線内)をモデル化した．なお Model 3 には Anvil を含めない．解析モデルの

メッシュサイズ  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  は  $10\mu\text{m}$  とし, 時間ステップ  $\Delta t$  は第 2 章で述べた CFL 条件を考慮し,  $0.25\mu\text{s}$  とした. なお Model 3 の計算方法, 解析モデルの概要については第 2 章を参照されたい.

Model 2 で再現した波状界面の物質分布, 温度分布ならびに局所融解領域の物質分布をもとに, Model 3 の解析を行う. そのためには, Model 3 の初期条件となる接合界面の温度分布と Cu, Al, 局所融解領域ならびに中間層の熱拡散率が必要となる. この熱拡散率の定義方法についてはこの後の 4.9 で述べる.

Fig. 4-5 に Model 2 と Model 3 の解析モデルを示す. まず Fig. 4-5(a)に示すように, Model 2 で Flyer plate と Parent plate の衝突開始から衝突が完了するまでの  $0\sim 10\mu\text{s}$  の間の波状界面形成過程を再現する. その後, Fig. 4-5(b)に示すように, 図内に示した破線の領域の界面形態に注目し, この領域を Model 3 へ変換する. Model 2 と Model 3 の実線で囲まれた 1 つの波に着目し, Fig. 4-5(c)に示すように Model 2 の平滑化長さ  $10\mu\text{m}$  の粒子分布から Model 3 の  $10\mu\text{m}\times 10\mu\text{m}$  のメッシュへ変換する. Model 2 から Model 3 に変換する際, 第 2 章で述べたように Cu と Al の融点を超える粒子は, 局所融解領域(図内の赤色)として定義し, Model 3 の初期状態は, Cu(緑), Al(青), 局所融解領域(赤色)で構成される. ここでは, Model 2 の  $10\mu\text{s}$  時の波状界面形態を Model 3 の初期状態(Model 3 の  $0\mu\text{s}$ )と定義し, その際の物質分布, 温度分布ならびに熱拡散率をベースに Model 3 を用いた解析を行う. Model 3 の予備解析を行った結果, 今回の接合条件であれば,  $150\mu\text{s}$  以降では, ほとんど温度は変化しなかった. よって, 本章では  $0\sim 150\mu\text{s}$  における接合界面の冷却過程と中間層の生成過程に注目する.

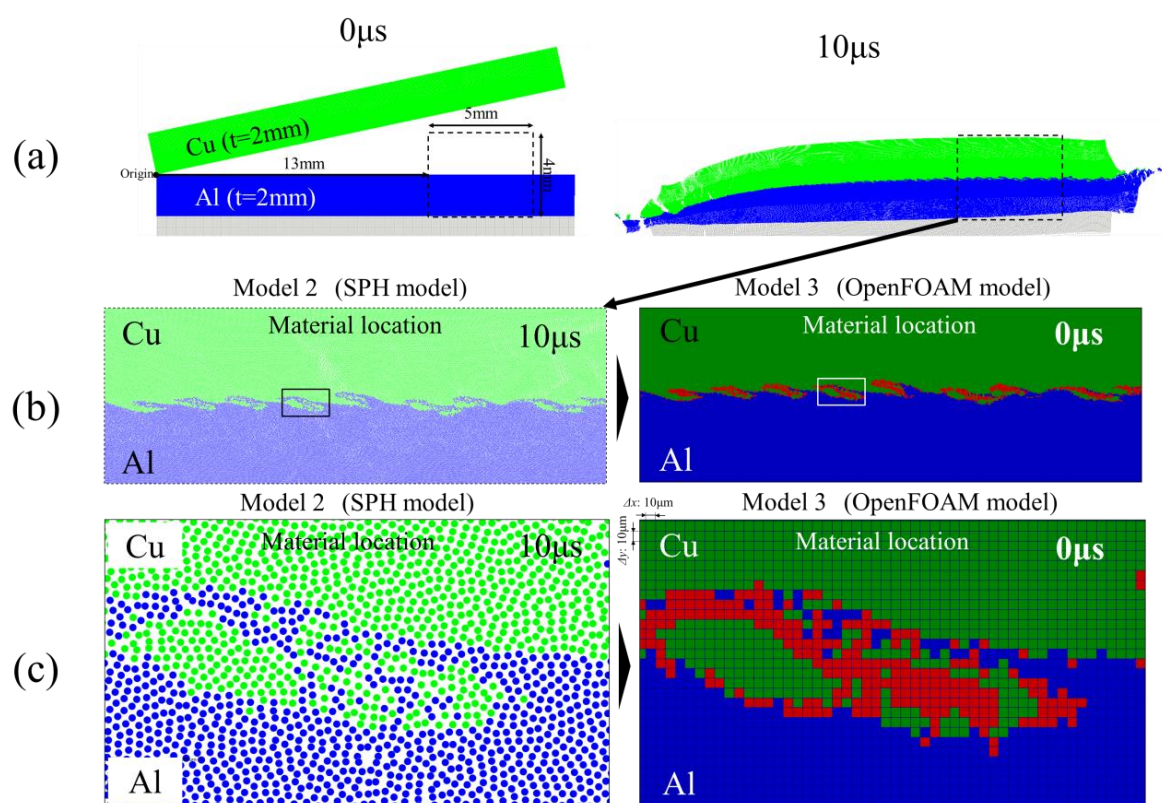


Fig. 4- 5 Definition of the conversion area and initial time of the Model 3

#### 4. 実験結果ならびに数値解析結果

##### 4.1. Cu/Al 爆発圧接界面組織

##### 4.1.1. 接合界面の光学顕微鏡組織

Fig. 4- 6 に, Cu/Al 爆発圧接材の光学顕微鏡写真を示す. なお試験片にはエッチング等の処理は施していない. 試験片は, 研磨まま材であり, エッチング等の処理を行っていない. Cu はピンク色, Ni は水色で観察された. Fig. 4- 6 (a) に示すように, 接合界面にはほぼ一定の波高と波長をもつ6つの波模様が観察され, これらの波の平均の波高と波長は, それぞれ  $110\mu\text{m}$  と  $371\mu\text{m}$  であった. また写真中, 幾分濃い水色を呈する中間層が接合界面に沿って観察された. 中間層の幅には, 厚い部分と薄い部分があり, 厚さは最大で  $150\sim 200\mu\text{m}$ , 最小で数  $\mu\text{m}$  であった. 中間層内には, Fig. 4- 6 (b) に示すようなボイドや, 接合界面に対して垂直に生じたき裂が数多く観察された. 中間層内には, 部分的に色の異なる領域が観察された.

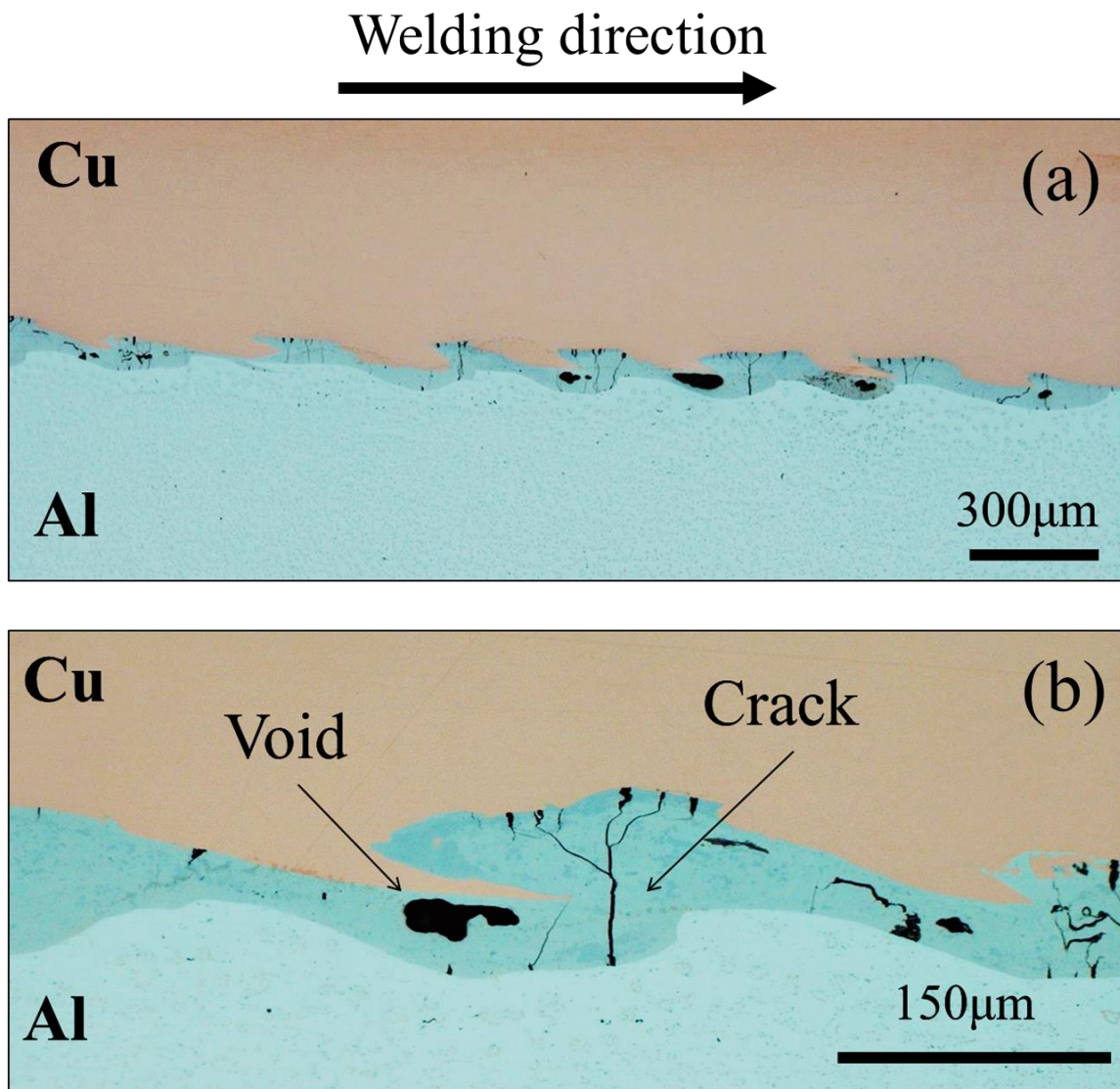


Fig. 4- 6 Optical micrograph of Cu/Al interface; (a) Interface morphology (b) High magnification image

of the wavy interface.

#### 4.1.2. 中間層の SEM 像と EPMA による組成分析結果

Fig. 4-7 に接合界面に観察された中間層の SEM-BEI を示す. Fig. 4-7 (a) に観察されるボイドの内部表面を観察した高倍率写真を Fig. 4-7(b) および(c) に示す. 凝固により生じた引け巣と思われるボイドの表面は, 全体的に滑らかであったが, Fig. 4-7(b) の矢印で示す位置には, Fig. 4-7(c) のようにファセット状に成長した結晶の先端も観察された.

次に, Fig. 4-7(a) の赤色のポイントで示す無作為に選んだ中間層内の 10 点について EPMA による点分析を実施したところ, 中間層の平均組成は 40wt.%Al-60wt.%Cu であった.

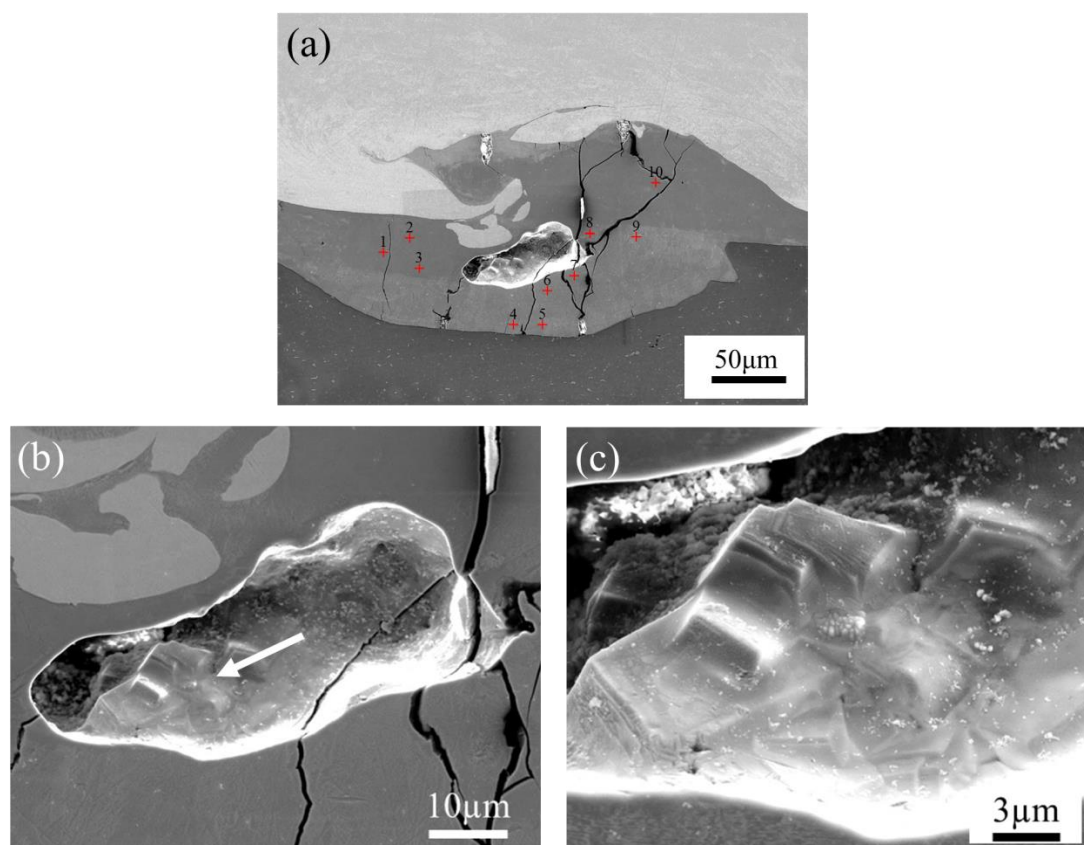


Fig. 4-7 (a) Location of EPMA analysis, (b) High magnification of the SEM-BEI of the void surface, (c) Facetted crystal structure observed at the void surface.

#### 4.2. Model 1 による爆轟解析結果

Fig. 4-8 に爆発圧接材を作製した実験条件と同じ条件で実施した爆轟過程の数値解析結果を示す. 爆轟開始時の  $0\mu\text{s}$  から Flyer plate と Parent plate が衝突し終わる  $135\mu\text{s}$  までの解析結果である. 爆薬の右上に設置した菱形の爆轟点から爆薬の爆轟が開始し, 起爆点から順次爆轟が進行,  $30\mu\text{s}$  あたりから爆轟を受けた Flyer plate が Parent plate に傾斜衝突した. Flyer plate はほぼ同じ衝突角度で, Parent plate に傾斜衝突し,  $135\mu\text{s}$  で, Flyer plate と Parent plate の衝突がほぼ完了した.

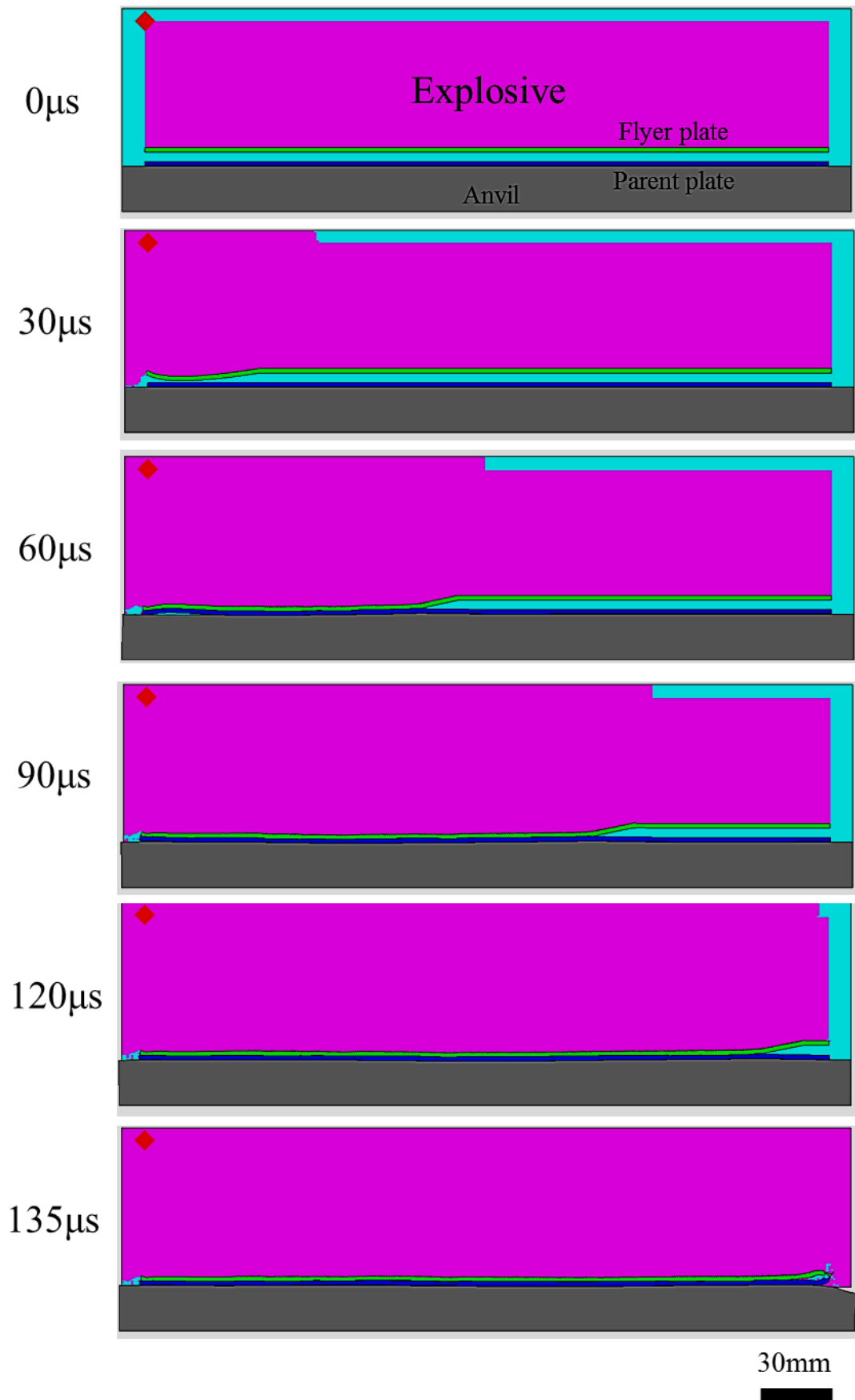


Fig. 4- 8 Deformation process of the flyer plate by detonation of the explosive.

### 4.3. 衝突速度と衝突角度の算出

次に、Cu/Al 爆発圧接材の接合界面の観察を行った位置(爆轟点から 180~200mm)における衝突速度  $V(V_x, V_y)$  と衝突角度  $\beta$  を Model 1 の解析より求めた。Fig. 4- 9 に 180mm, 190mm, 200mm における  $V$  と  $\beta$  を示す。

180mm では、 $V=541\text{m/s}$  ( $V_x=103\text{m/s}$ ,  $V_y=-532\text{m/s}$ ),  $\beta=11.3^\circ$ , 190mm では、 $V=534\text{m/s}$  ( $V_x=102\text{m/s}$ ,  $V_y=-525\text{m/s}$ ),  $\beta=11.9^\circ$  となり、200mm では、 $V=530\text{m/s}$  ( $V_x=101\text{m/s}$ ,  $V_y=-520\text{m/s}$ ),  $\beta=12.5^\circ$  となった。このように、各位置の  $V(V_x, V_y)$  と  $\beta$  にはわずかにばらつきは見られたものの、ほぼ同程度であった。よって、ここでは、180mm, 190mm, 200mm での  $V$  と  $\beta$  の平均値  $V=535\text{m/s}$  ( $V_x=102\text{m/s}$ ,  $V_y=-526\text{m/s}$ ),  $\beta=11.9^\circ$  を用いて以降の SPH 解析を実施した。

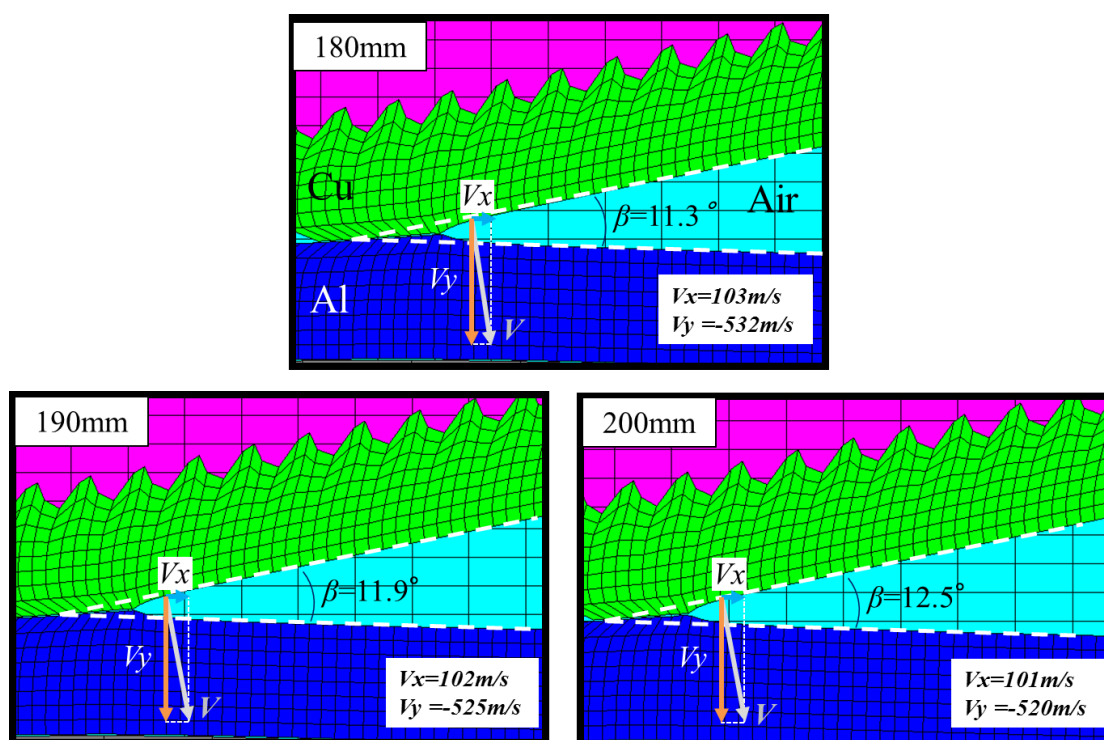


Fig. 4- 9 Impact velocity  $V(V_x, V_y)$  and impact angle ( $\beta$ ) at the 180mm,190mm and 200mm.

### 4.4. Cu/Al 接合材のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程

Model 2 を用い、Flyer plate と Parent plate が衝突し、その後波状界面形態が一定となる  $10\mu\text{s}$  までの波状界面形成過程の解析を実施した。Fig. 4- 10 は、 $0\sim 10\mu\text{s}$  における Model 2 の Flyer plate と Parent plate の衝突挙動の概観を示す。1.5 $\mu\text{s}$  でメタルジェットが放出され始め、3 $\mu\text{s}$  で接合界面に小さな波状界面が形成され始める。4.4~6.3 $\mu\text{s}$  では、ほぼ一定の波高と波長をもつ波状界面が形成される。7 $\mu\text{s}$  で Flyer plate と Parent plate の衝突は完了するが、その後も波状界面は押しつぶされるように変形し、最終形状は 10 $\mu\text{s}$  に示すような界面形態となった。

図内の原点から 13mm に位置する破線内の領域 (縦 4mm×横 5mm) の波状界面形成過程に注目する。

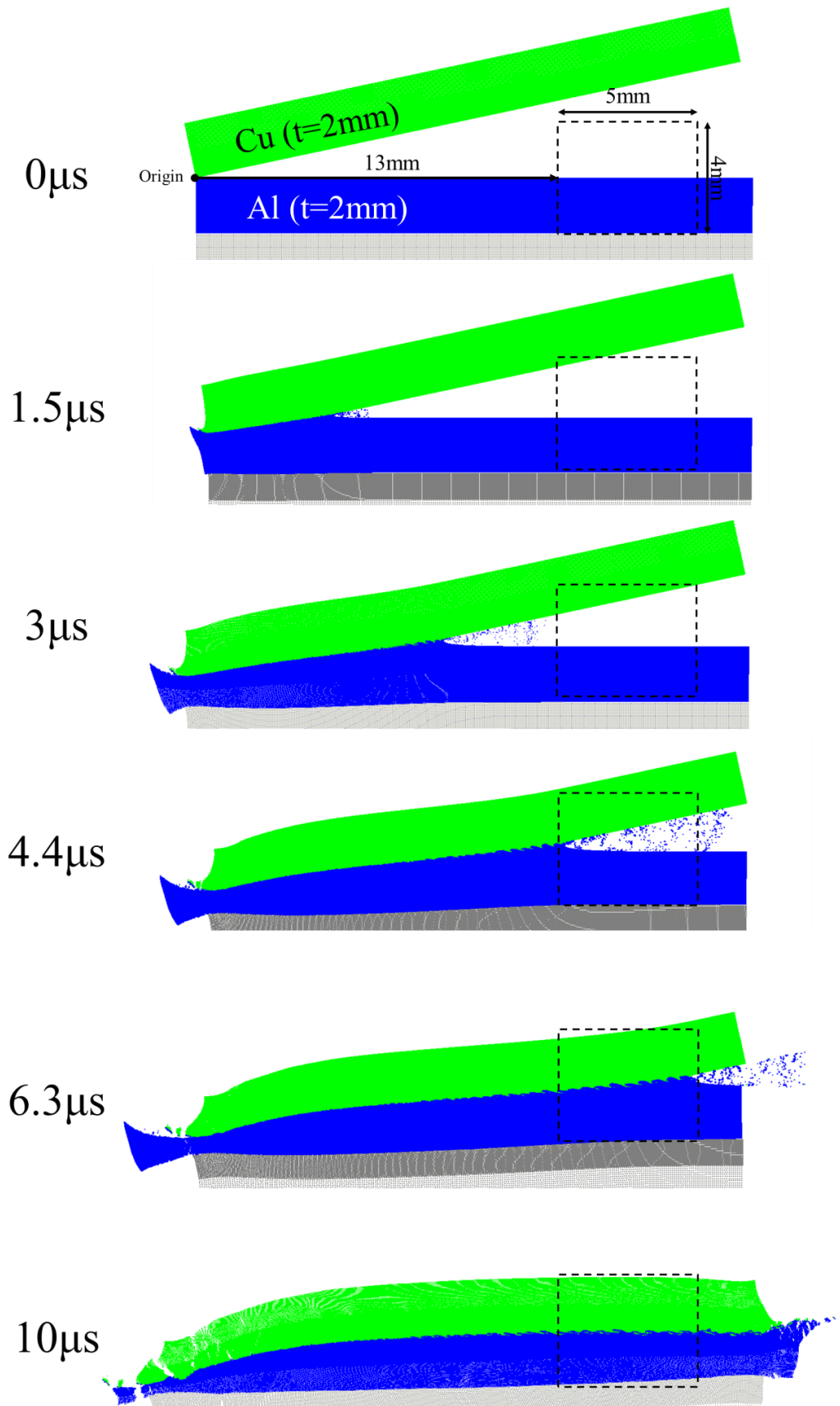


Fig. 4- 10 Overview of the collision process between Flyer plate and Parent plate.

Fig. 4- 11 は、Fig. 4- 10 の破線内の領域における 4.4~6.3 $\mu$ s の間の波状界面形成過程を示している。Cu が Al に傾斜衝突する間、衝突点からメタルジェットが連続的に放出されている。放出されたメタルジェットでは、Cu と Al がランダムに混ざり合い分散していた。Fig. 4- 11 内の放出されたメタルジェット内の Cu と Al の粒子数をそれぞれカウントしたところ、Cu が 74 個、Al が 656 個で、Cu と Al の比率は約 1:9 であった。これより、メタルジェットの主成分は Al であることがわかった。

衝突点後方には、トリガー状の波状界面が形成されている。波状界面の頭頂部には、Cu と Al の粒子が混ざり合っている領域が 1 つの波に対して 1 つ観察され、この領域では、渦のような粒子の運動が確認された。よって、この領域を渦部と呼ぶ。

衝突点近傍のメタルジェットの放出挙動と波状界面形成の関連性についてさらに詳しく検討する。Fig. 4- 12 は、5.2~5.7 $\mu$ s における衝突点からのメタルジェット放出挙動を示している。5.2 $\mu$ s では、メタルジェットは Al 側から衝突点前方の Cu 表面に向かって放出された。放出されたメタルジェットは、5.3 $\mu$ s で衝突点直前の衝突点前方の Cu 表面に衝突し、その多くが衝突点前方の Cu 表面に沿って Emitted flow として放出されるとともに、一部が、Entrapped flow として界面に取り込まれた。さらに、赤矢印で示すように Cu が Al 側に張り出すことで Entrapped flow と逆向きに SPH 粒子の流れが生じた。これにより、波の後方に渦部が形成された。渦部では、Cu と Al の SPH 粒子がランダムに混ざり合っていた。5.4 $\mu$ s では、図内の赤矢印で示す領域で Cu の張り出しが生じ、メタルジェットの放出方向が衝突点前方の Cu 方向に向かって変化した。5.5 $\mu$ s では、メタルジェットが再び Cu 表面に衝突している。この際 5.3 $\mu$ s と同様、メタルジェットには衝突点前方の Cu 表面に沿って放出されるものと界面に取り込まれるものが確認され、後者により渦部が形成された。5.6 $\mu$ s では、5.4 $\mu$ s と同様に、図内の赤矢印で示す領域で Cu の張り出しが生じ、メタルジェットの放出方向が衝突点前方の Cu 表面方向へと変化した。5.7 $\mu$ s では、Al 側から放出されたメタルジェットが衝突点前方の Cu の金属表面に衝突した。波の頭頂部の後方には、Cu と Al の SPH 粒子が混ざり合う渦部が形成された。

このように、Cu/Al 爆発圧接材では、密度の小さい Al 側からメタルジェットが放出され、衝突点前方の密度の大きい Cu 表面にのみ衝突することで、トリガー状の波状界面が形成された。

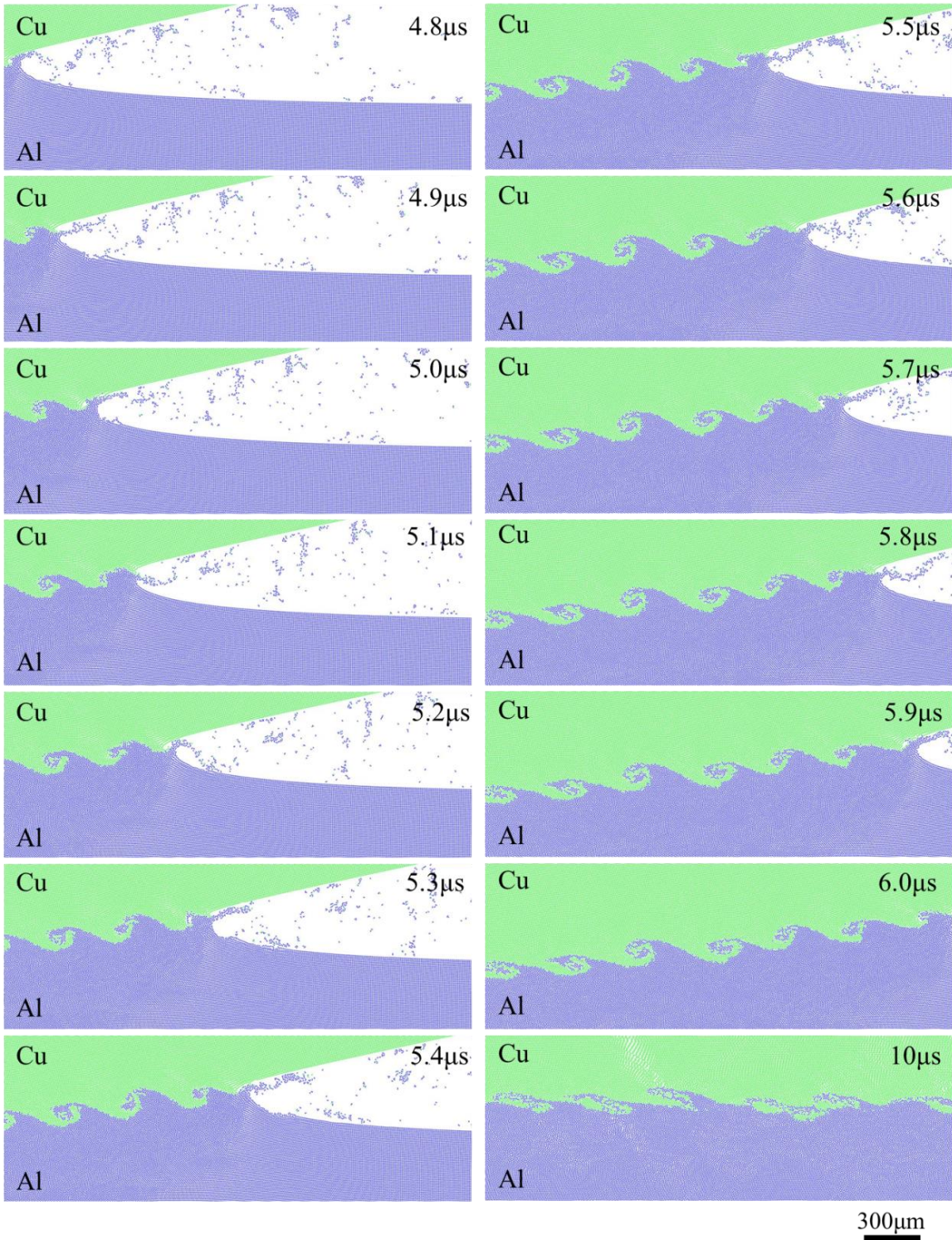


Fig. 4- 11 Behavior of the wavy interface formation and metal jet emission during collision.

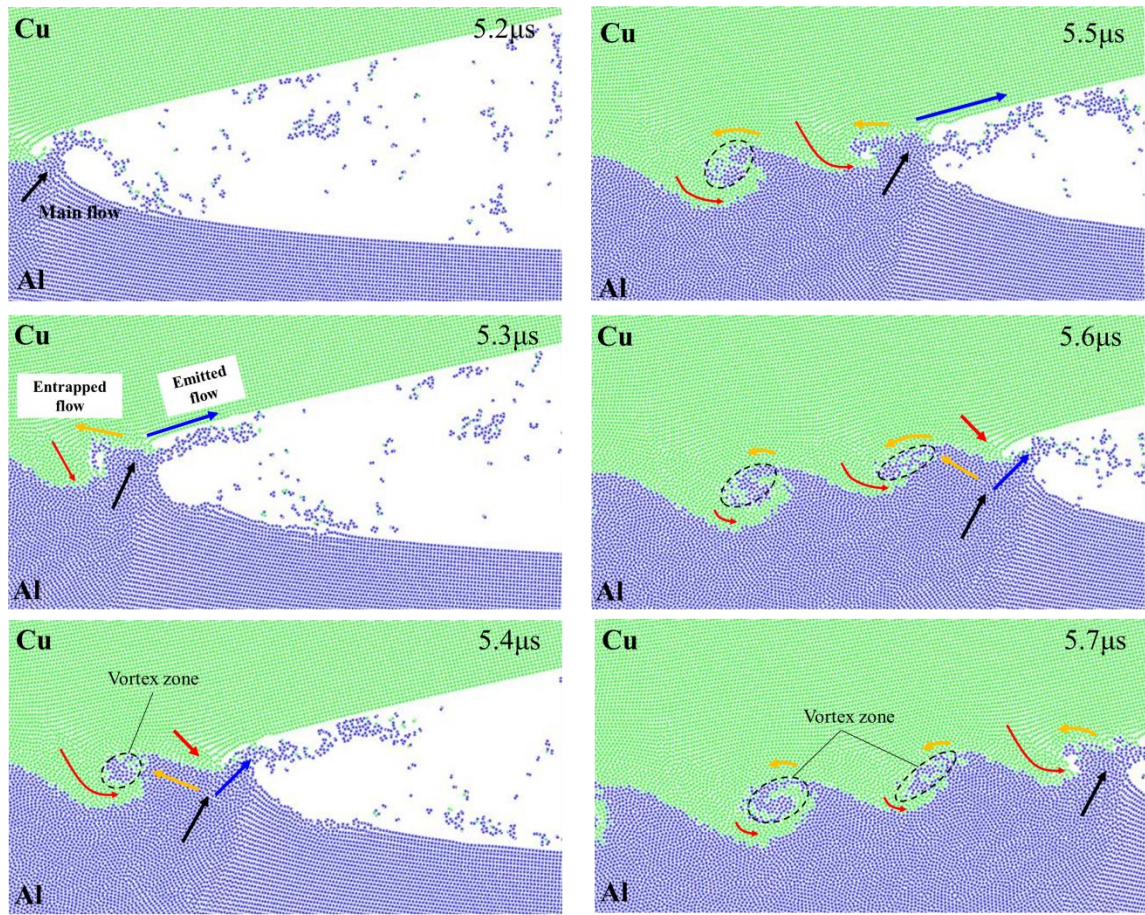


Fig. 4- 12 Formation process of the metal jet and vortex zone.

#### 4.5. 衝突点ならびに接合界面の温度上昇と融点変化

先に述べたように、Model 2 の Flyer plate と Parent plate に合計 200 個の Gauge point を設け、接合界面における局所的な温度と融点の時刻歴変化を調べた。Fig. 4- 12(a) に 5.0μs, 5.3μs, 10μs における Gauge point の分布を示す。なお、メタルジェットとして外部に放出されることを防ぐため、Fig. 4- 12 (a) の 5.0μs に示すように、Gauge point は Cu の衝突面と Al の衝突面から 5μm 離れた位置に設置し、さらに、衝突面から 500μm 離れた Cu と Al 母材に設置した。

Fig. 4- 12 (a) の 5.3μs では、衝突表面付近に設置した Al の最表面の Gauge point のいくつかはメタルジェットとして放出された。一方、メタルジェットとして放出されなかった Gauge point は波状界面の渦部に残留した。界面の形状変化がおさまる 10μs では、最初に表面に設置した Gauge point の大半は波状界面の渦部に集積し、一方、最初に Cu と Al の母材内に設置した Gauge point は、母材から 500μm ほど離れた元の位置に残留していた。

ここでは特に Model 2 の Flyer plate と Parent plate に設置した No.1~No.200 の Gauge point の中から、渦部に位置する Cu 粒子、Al 粒子、界面から約 500μm 離れた Cu 粒子と Al 粒子の Gauge point を選択し、これら 4 つの Gauge point の挙動について検討する。Fig. 4- 12 (b) に、選択した 4 つの Gauge point (No. 20, 79, 118, 170) の 5.0μs, 5.3μs, 10μs における位置

を示す。これ以降、Gauge point No. 20, 79, 118, 170 のそれぞれを、A, B, C および D と呼称する。

まず、A~D の各 Gauge point の位置の変化について述べる。5.0 $\mu$ s では、すべての Gauge point がまだ衝突点から離れた場所に位置している。5.3 $\mu$ s では、A および C は衝突点に位置している。これは、A, C がメタルジェットとして外部に放出されず、界面に取り込まれたためである。一方、B, D の位置はほとんど変化していない。10 $\mu$ s では、A および C は渦部に位置している。B および D は界面から約 400~500 $\mu$ m 離れた Cu と Al 母材に位置している。Al 側から主にメタルジェットが放出されたため、D の位置は B に比べて界面に幾分近くなっている。

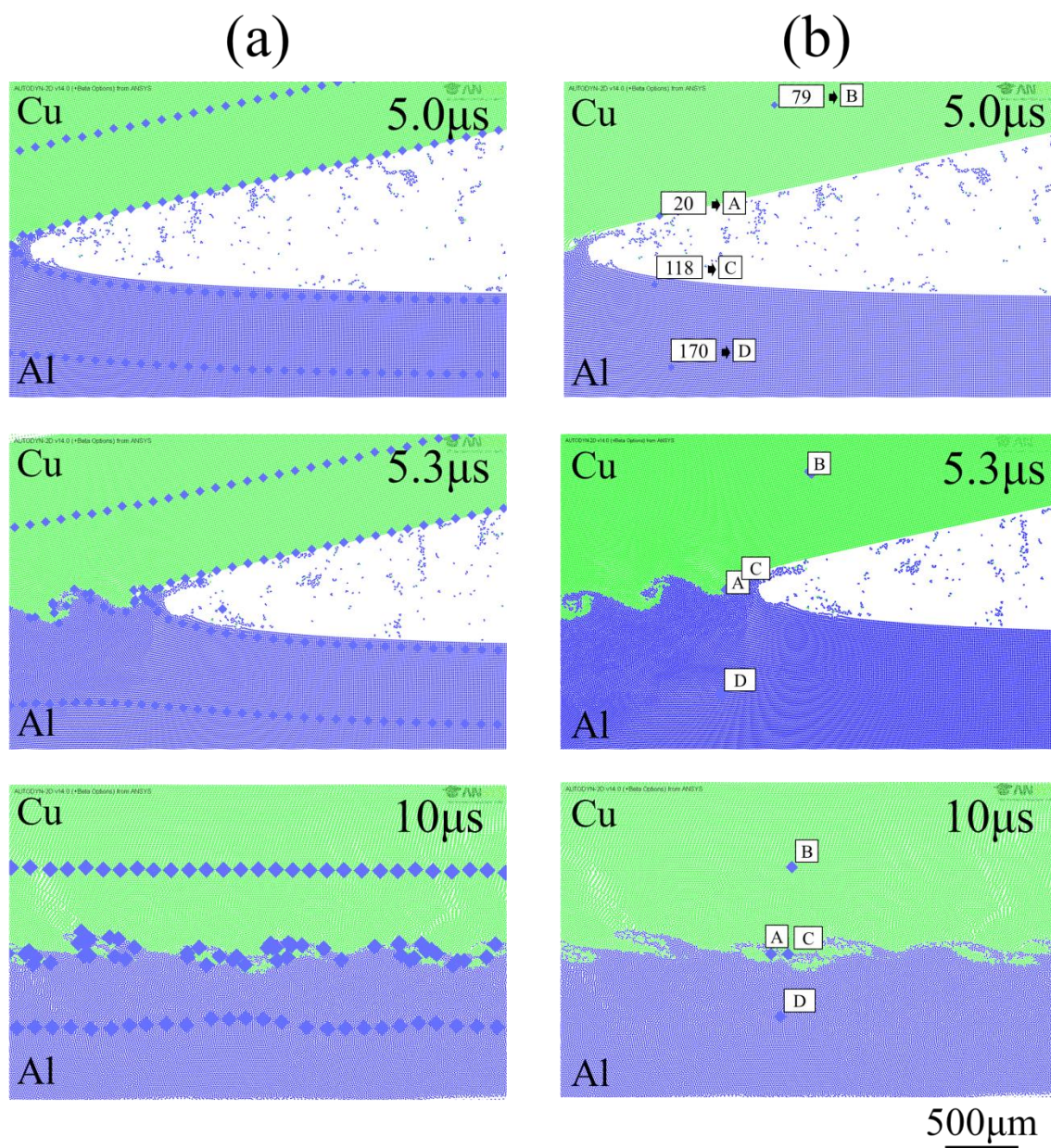


Fig. 4- 13 (a) Distribution of the gauge points at the wavy interface, (b) Distribution of the selected gauge points.

波状界面形成に伴う各 Gauge point での圧力変化を Fig. 4- 14 に示す。縦軸は圧力、横軸は時間(0~10 $\mu$ s)である。0~5 $\mu$ s までは、各 Gauge point は衝突点から離れているため、圧力は大気圧からほとんど変化していない。しかし、A および C の圧力は 5 $\mu$ s 付近で急上昇し、その後 8 $\mu$ s までの間に緩やかに低下する。Fig. 4- 14 に示したように、その後、10 $\mu$ s では各 Gauge point の圧力はほぼ大気圧まで低下している。

A と C の圧力は、衝突点に取り込まれる 5.3 $\mu$ s 付近で各々最大 20GPa と 12GPa まで急激に増加した。この急激な圧力増加により、A および C では大きな圧縮が生じると推測される。一方、A および C に比べ、衝突面から約 500 $\mu$ m 離れた母材中に位置する B および D の圧力上昇は緩やかであり、それぞれの最大圧力はおよそ 5GPa であった。よって、B と D で生じる圧縮量もまた A や C に比べて小さいと考えられる。

このように、母材に比べ界面近傍の圧力は接合界面近傍では、10~20GPa、界面から離れた母材部分では最大で 5GPa まで増加するが、その後、いずれも 2~3 $\mu$ s で大気圧まで低下することが明らかになった。

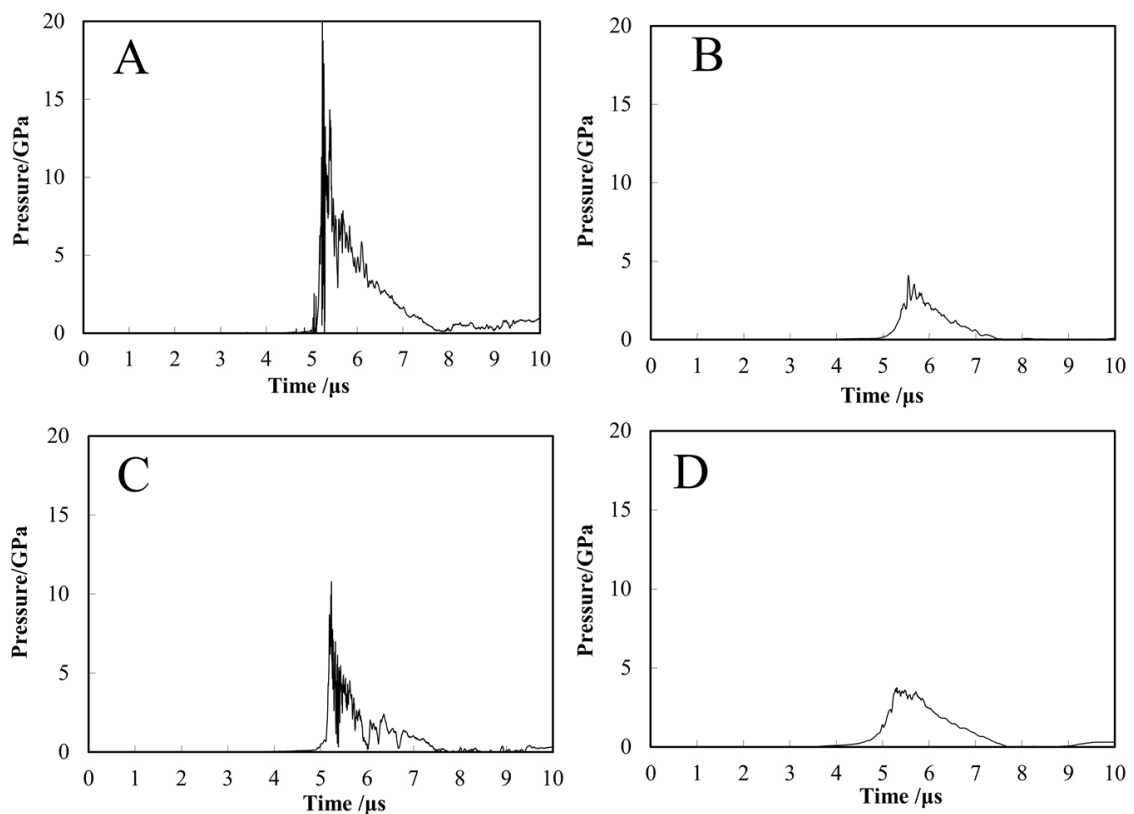


Fig. 4- 14 Pressure change during collision at each gauge point

#### 4.6. 衝突中の比内部エネルギー変化とその内訳

第 2 章に述べたように、ここでは比内部エネルギーと比熱から温度を算出する。比内部エネルギーの内訳を明らかにすることで、衝突中の温度上昇の要因を明らかにすることができる。各 Gauge point の比内部エネルギー変化とその内訳(熱力学的仕事と塑性変形エネルギー)

を Fig. 4- 15 に示す.

Fig. 4- 15 の縦軸は比内部エネルギー, 横軸は時間である. ここで, A および C の縦軸の比内部エネルギーのスケールは, B と D に比べ, 15 倍ほど大きいことに注意していただきたい. 全体の比内部エネルギーを黒線で示し, その内訳を熱力学的仕事(青線)と塑性変形エネルギー(赤線)で示す.

波状界面の渦部に位置する A および C では, 比内部エネルギーの大半を熱力学的仕事に占めていた. 前述したように A および C は  $5.3\mu\text{s}$  付近で, 衝突点に取り込まれ, それにより急激な圧力増加が生じ, 大きな圧縮が起こる, これによりなされた熱力学的仕事によって, 比内部エネルギーが増加したと考えられる. また, 波状界面形成に伴う塑性変形により塑性変形エネルギーも増加していたが, 熱力学的仕事に比べ, その割合は 25%程度と小さかった. A および C の塑性変形エネルギーは, 図中の矢印に示す点から増加しなくなった. これは, A および C の温度が Cu あるいは Al の融点以上になり, 構成則から算出される材料強度が考慮されなくなることで塑性変形エネルギーが増加しなくなるためである. これらのことから, A および C の比内部エネルギーの増加は主に熱力学的仕事によってなされたと考えられる.

一方, 界面から離れた母材に位置する B および D の比内部エネルギーの増加は小さかった. これは, これらの Gauge point は界面から  $500\mu\text{m}$  程離れた母材に位置するため, 衝突による圧縮がほとんど生じず, 熱力学的仕事が増加しなかったためである. また, 界面から離れているため波状界面形成に伴う塑性変形の影響も小さく, ここでは A や C に比べて塑性変形エネルギーも小さかった.

さて, B と D の比内部エネルギーを比べると, D が B の 6 倍ほど大きいことがわかる. これは, Al 側からメタルジェットが放出され, D の位置が波状界面に近づいたことと, 界面から離れた領域でも Cu に比べ材料強度が低い Al の方でより大きな塑性変形が生じたためと考えられる. Fig. 4- 15 に示すように,  $6\mu\text{s}$  以降は塑性変形エネルギーが比内部エネルギーの増加の大部分を占めることから, 界面から離れた B および D の比内部エネルギーは主に塑性変形によるものであると考えられる.

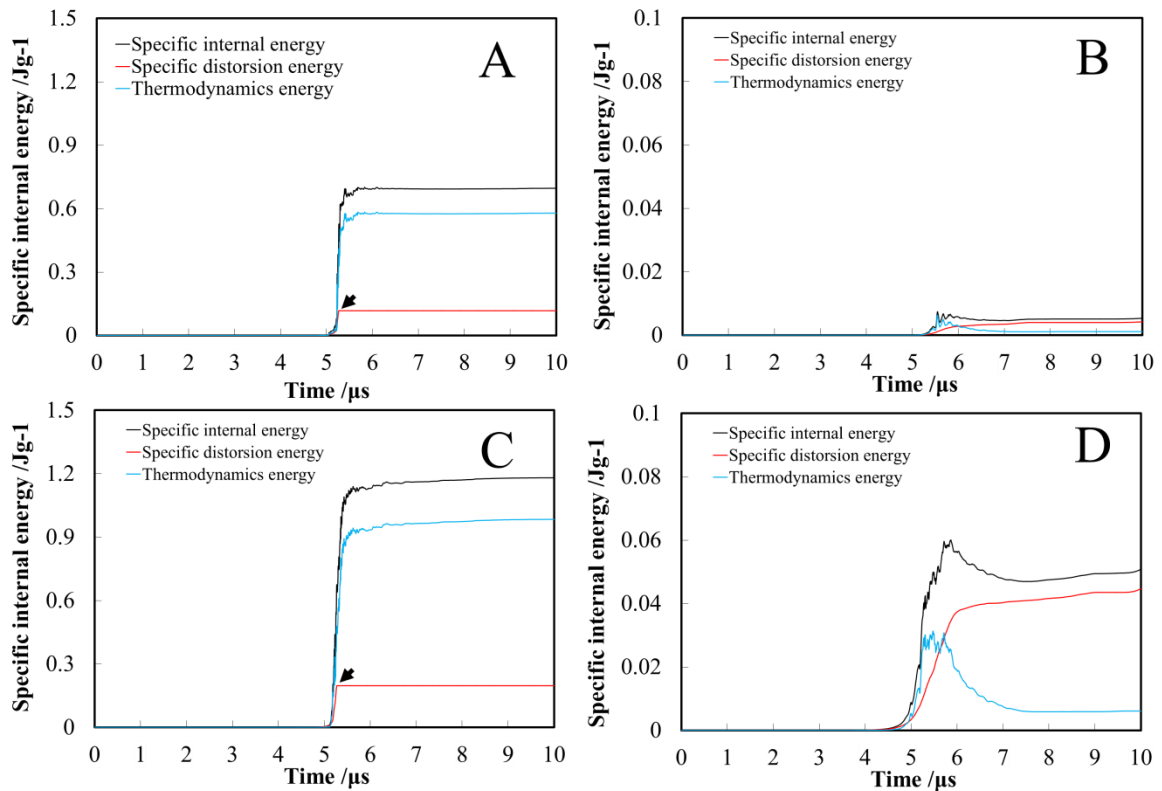


Fig. 4- 15 Specific internal energy, specific distortion energy and thermodynamic energy at each gauge point: (a) A, (b) B, (c) C, (d) D

#### 4.7. 衝突中の温度と融点の時刻歴変化

Fig. 4- 14 に示したように、衝突点近傍では圧力が 10~20GPa まで増加することがわかった。圧力が増加すると物質の融点も増加することが予想される<sup>105,106</sup>。よって、接合界面の局所融解を議論するためには、衝突中の接合界面で生じる温度上昇のみならず、衝突点での圧力上昇に伴う物質の融点上昇を併せて検討する必要がある。Fig. 4- 16 に、各 Gauge point における温度の変化と、圧力変化より推定される Cu と Al の融点の変化を比較して示す。図中の黒線は温度、赤線は圧力増加に伴い変化する融点を示している。

A の温度は、5.3 $\mu$ s 付近で最大 2200K 程度、C では 5.3 $\mu$ s 付近で最大 1500K 程度まで急激に増加した。一方、B と D の温度はほとんど変化しないことがわかった。各 Gauge point の融点は、5.3 $\mu$ s 付近の圧力増加に伴い、A で最大 1900K 程度まで増加し、C で最大で 1200K 程度まで増加することがわかった。第 2 章で述べた Lindemann の融解公式を基に求めた各 Gauge point の融点は、5.3 $\mu$ s 付近の圧力増加に伴い、A で最大 1900K 程度まで増加し、C で最大で 1200K 程度まで増加することがわかった。また、B の融点は 1500K 程度まで増加し、D では 1000K 程度まで増加した。このように Cu と Al の融点は、衝突による圧力増加によって上昇する。しかし、これらは圧力の低下に伴い急激に減少し、10 $\mu$ s 時には大気圧下の融点とほぼ等しくなった。

衝突中の温度変化と融点変化を比較することで、接合界面で生じる融解について検討を行う。Fig. 4- 16 に示すように渦部に位置する A および C では、高圧下における Cu と Al の融

点の上昇を考慮しても、衝突直後の界面温度は、それらを十分に超えている。よってこれらは渦部では融解が生じる可能性があることを示唆している。一方で、界面から離れた B および D の温度は、Cu と Al の融点よりもはるかに低く、そこでは融解は決して起こらないと考えられる。

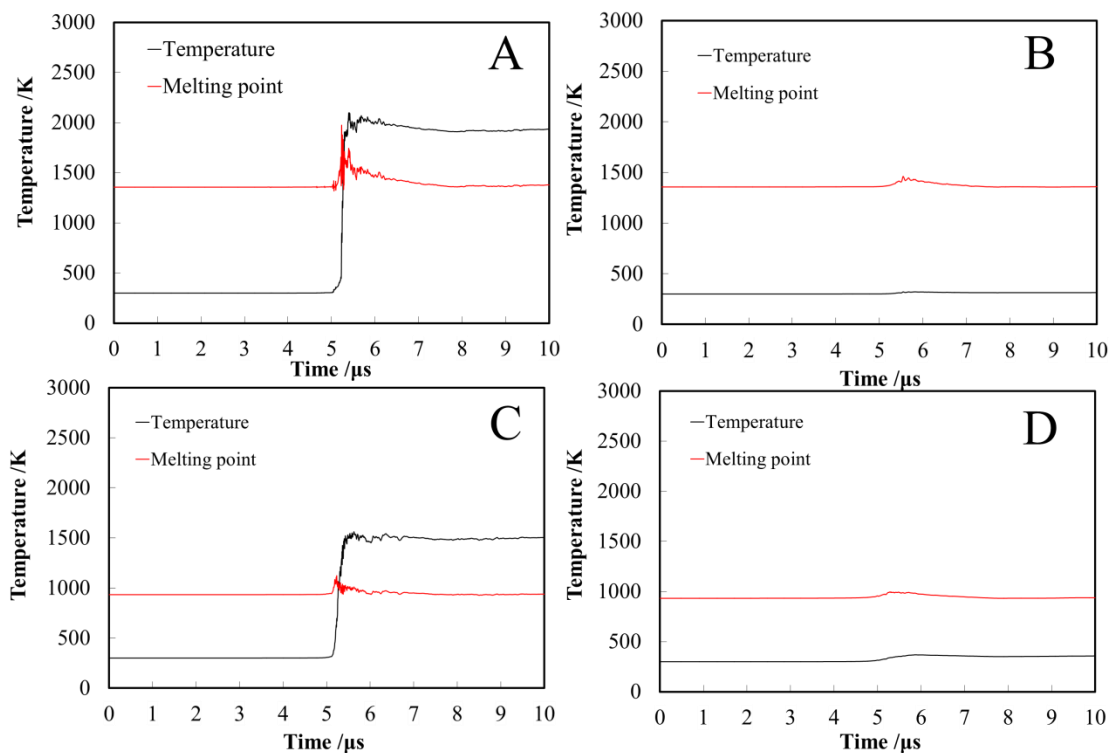


Fig. 4-16 Temperature and the estimated melting point at each gauge point: (a) A, (b) B, (c) C, (d) D

#### 4.8. 接合界面の温度分布と局所融解領域

10μs 時の波状界面の温度分布を Fig. 4-17 に示す。Cu の母材の温度は界面から 200μm 以上離れたとほぼ室温の 300K ままであり、ほとんど上昇していなかった。一方、Al 側では、界面から 500μm 以内の領域で、400~700K 程度まで温度は上昇したが、それ以上離れた母材の温度は Cu の場合と同様、ほぼ 300K でほとんど上昇しなかった。

これに対し、渦部および界面近傍には 1500K を超えるような高温領域が観察されており、この領域では融解が起こる可能性がある。そこで、このような融解しうる領域を第 3 章と同様に「局所融解領域」と定義する。局所融解領域のみを赤で示したのが Fig. 4-18 である。局所融解領域は、主に渦部と界面極近傍で観察されている。

局所融解領域の組成は、後述するように冷却過程ならびに中間層生成について議論する上で必要な情報である。本解析結果で得られた局所融解領域内の Cu と Al の SPH 粒子の分布に着目し、その領域の単位面積当たりに含まれる Cu と Al の粒子数比を求めれば、局所融解領域の組成を予測することができると考えられる。Fig. 4-18 に赤色で示した局所融解領域内の Cu と Al の粒子数  $N$  を求めたところ、それぞれ 146 個と 342 個であった。式 4.1 を用いて得られた各粒子数  $N$  から、Cu と Al の数密度  $n$  を求めたところ、それぞれ 0.3 と 0.7 とな

った。

$$n_{Cu \text{ or } Al} = \frac{N_{Cu \text{ or } Al}}{N_{Cu} + N_{Al}} \quad 4.1$$

得られた Cu と Al の数密度  $n$ 、Cu と Al の密度  $\rho$  ならびに、SPH 粒子 1 つあたりの体積  $V$  (平滑化長さの等しい SPH 粒子 1 つあたりの体積は、材料によらず等しい) を用い、式 4.2 により局所融解領域内の組成  $C'$  を算出した。

$$C'_{Cu \text{ or } Al} = \frac{n_{Cu \text{ or } Al} \times \rho_{Cu \text{ or } Al} \times V}{n_{Cu} \times \rho_{Cu} \times V + n_{Al} \times \rho_{Al} \times V} \times 100 \quad 4.2$$

この結果、局所融解領域の平均組成として、41wt.%Al-59wt.%Cu が得られた。

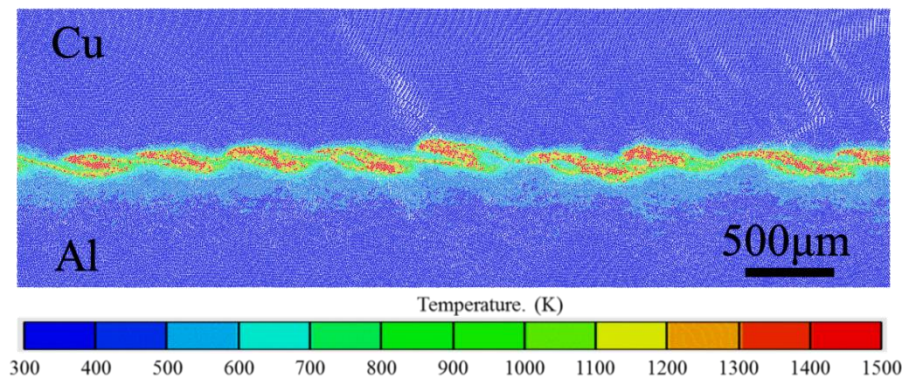


Fig. 4- 17 Temperature distribution near the interface at 10 $\mu$ s

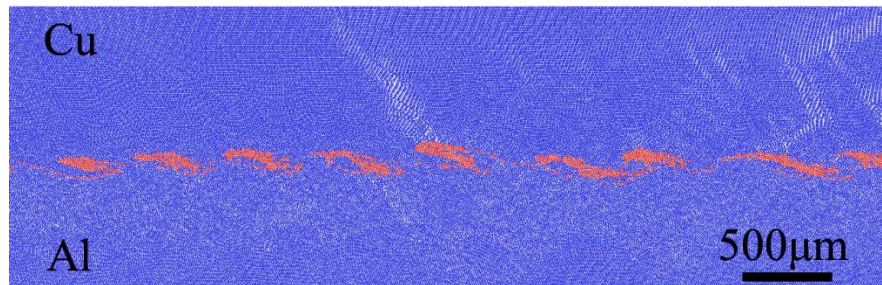


Fig. 4- 18 Position of local melting zone at 7 $\mu$ s.

#### 4.9. Model 3 による冷却過程と中間層生成過程の解析結果

##### 4.9.1. 熱拡散率の推定

###### (1) Cu, Al の熱拡散率

第 2 章で述べたように、接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現する Model 3 の解析には、初期条件として、接合界面の温度分布、熱拡散率ならびに中間層の凝固温度が必要である。4.9 と 4.9.2 で固相の Cu, Al, 局所融解領域、中間層の各々の熱拡散率と中間層の凝固温度を定める。

まず、Cu および Al の固相と液相の熱拡散率とその温度依存性を、様々な材料の熱拡散率が収録されている Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series の Volume 10<sup>110</sup> を参照して求めた。Fig. 4- 19 に Cu と Al の固相と液相の熱拡散率の温度依存性を示す。

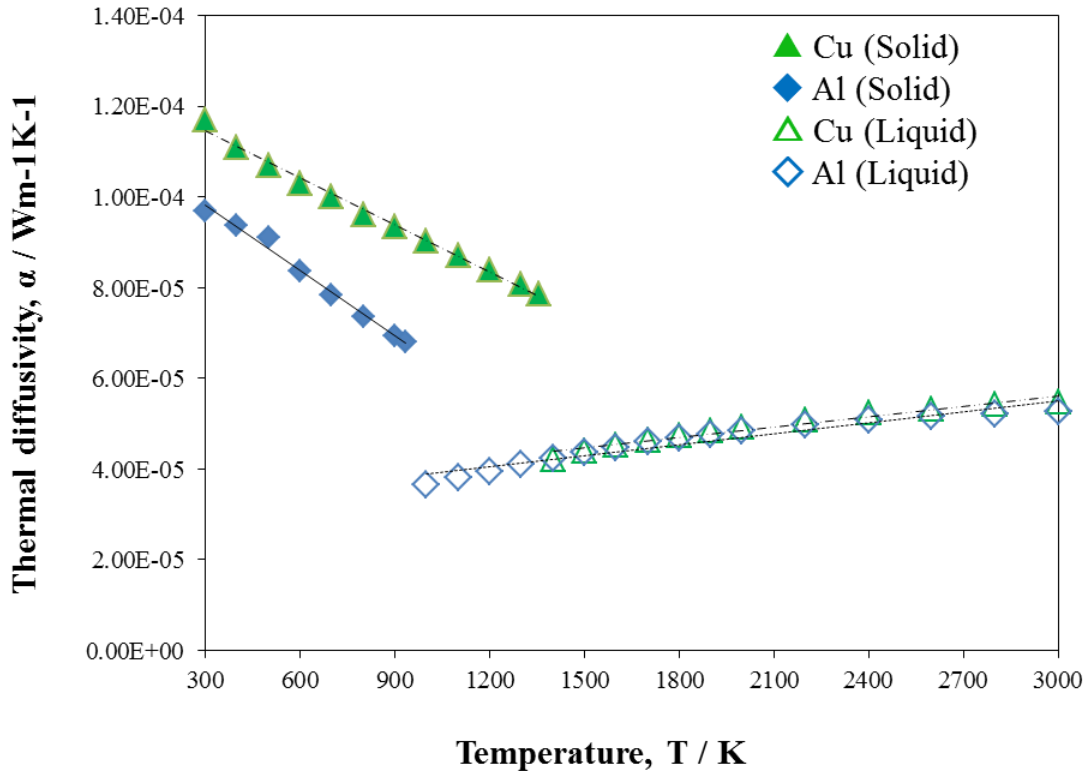


Fig. 4- 19 Thermal diffusivity of the Cu (solid and liquid) and Al(solid and liquid) <sup>110</sup>

Fig. 4- 19 の Cu と Al の固相および液相の熱拡散率と温度の関係は、式 4. 3~4. 6 に示す線形関係で近似できる。

$$\alpha_{Cu, Solid} = -3.45 \times 10^{-8} T + 1.25 \times 10^{-4} \quad 4.3$$

$$\alpha_{Al, Solid} = -4.81 \times 10^{-8} T + 1.13 \times 10^{-5} \quad 4.4$$

$$\alpha_{Cu, Liquid} = 7.69 \times 10^{-9} T + 3.3 \times 10^{-5} \quad 4.5$$

$$\alpha_{Al, Liquid} = 8.14 \times 10^{-9} T + 2.83 \times 10^{-5} \quad 4.6$$

## (2) 局所融解領域の熱拡散率

固相の Cu と Al の熱拡散率は、式 4. 3 と 4. 4 によって表現することが可能である。しかし、Fig. 4- 18 に示した局所融解領域では、Cu と Al が混ざりあっているため、Cu と Al 個々の液相における熱拡散率をそのまま Model 3 で用いることはできない。また Cu と Al の合金融液の熱拡散率はデータブック <sup>110</sup> に収録されていない。よって本研究では、式 4. 7 に示すように、式 4. 5 および 4. 6 に示した液相における Cu と Al の熱拡散率と局所融解領域の Cu と Al の数密度( $n_{Cu}$ ,  $n_{Al}$ )の積を求め、これらを線形的に足し合わせる式 4. 8 により局所融解領域の熱拡散率を推定することにした。

$$\alpha_{LMZ} = \alpha_{Al, Liquid} \times n_{Al} + \alpha_{Cu, Liquid} \times n_{Cu} \quad 4.7$$

$$\alpha_{LMZ} = 8.01 \times 10^{-9} T + 3.36 \times 10^{-5} \quad 4.8$$

### (3) 中間層の熱拡散率

次に中間層の熱拡散率について検討する。Cu/Al 接合界面では各波の渦部の局所融解領域が凝固して中間層が生成されると考えられる。よって、局所融解領域の平均組成と中間層の平均組成はほぼ同じであろう。しかし、Model 2 で得られた局所融解領域の組成に合致する合金の熱拡散率はこれまでに報告されていない。

そこで、中間層の熱拡散率  $\alpha_{IML}$  が式 4.9 のように、中間層の熱伝導率  $k_{IML}$ 、密度  $\rho_{IML}$  および比熱  $C_{p,IML}$  から求められると考え、以下のような処理を行った。

$$\alpha_{IML} = \frac{k_{IML}}{\rho_{IML} C_{p,IML}} \quad 4.9$$

Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series の Volume 1 および Volume 4 には、種々の組成の Cu/Al 合金の熱伝導率  $k$  と比熱  $C_p$  が温度別にリストアップされている<sup>111,112</sup>。

これらのデータブックには、SPH の粒子数比より推定した中間層の組成(41wt.%Al-59wt.%Cu)に近い Al-Cu 系の中間相( $Al_2Cu$ ( $\theta$  相))の 300K 時の熱伝導率  $k$  と比熱  $C_p$  はそれぞれ 75W/mK, 470J/kgK であると掲載されている<sup>111,112</sup>。よって、これら熱伝導率  $k$  と比熱  $C_p$  を本研究の中間層の熱伝導率と比熱として採用することにした。中間層の密度  $\rho_{IML}$  は、Cu と Al の密度  $\rho$  および数密度  $n$  を用い、式 4.10 から、中間層の密度  $\rho_{IML}$  として 4590kg/m<sup>3</sup> が得られた。

$$\rho_{IML} = n_{Cu} \times \rho_{Cu} + n_{Al} \times \rho_{Al} \quad 4.10$$

これらの中間層の熱伝導率  $k_{IML}$ 、比熱  $C_{p,IML}$ 、密度  $\rho_{IML}$  から、式 4.9 を用い Cu/Al の中間層の熱拡散率を  $3.48 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$  と推定した。

なお、先に示したデータブック中間相( $Al_2Cu$ )中間層の熱伝導率と比熱は 300K における値が報告されているのみであったため、その温度依存性は不明である。よって、これ以降は中間層の熱拡散率を定数として取り扱うことを断っておく。

#### 4.9.2. 凝固温度の推定

Model 3 を用いて波状界面形成後の接合界面の冷却過程を再現する際、局所融解領域の凝固温度を定義すれば、Model 3 を用いて、局所融解領域の凝固過程も再現することができる。そこで、局所融解領域が凝固して固相の中間層となる温度について検討する。Fig. 4-20 は、Cu-Al 2 元系平衡状態図である。渦部の組成(41wt.%Al-59wt.%Cu)の合金融液の固相線は 873K であった。そのため、中間層の凝固温度を 873K に設定した。

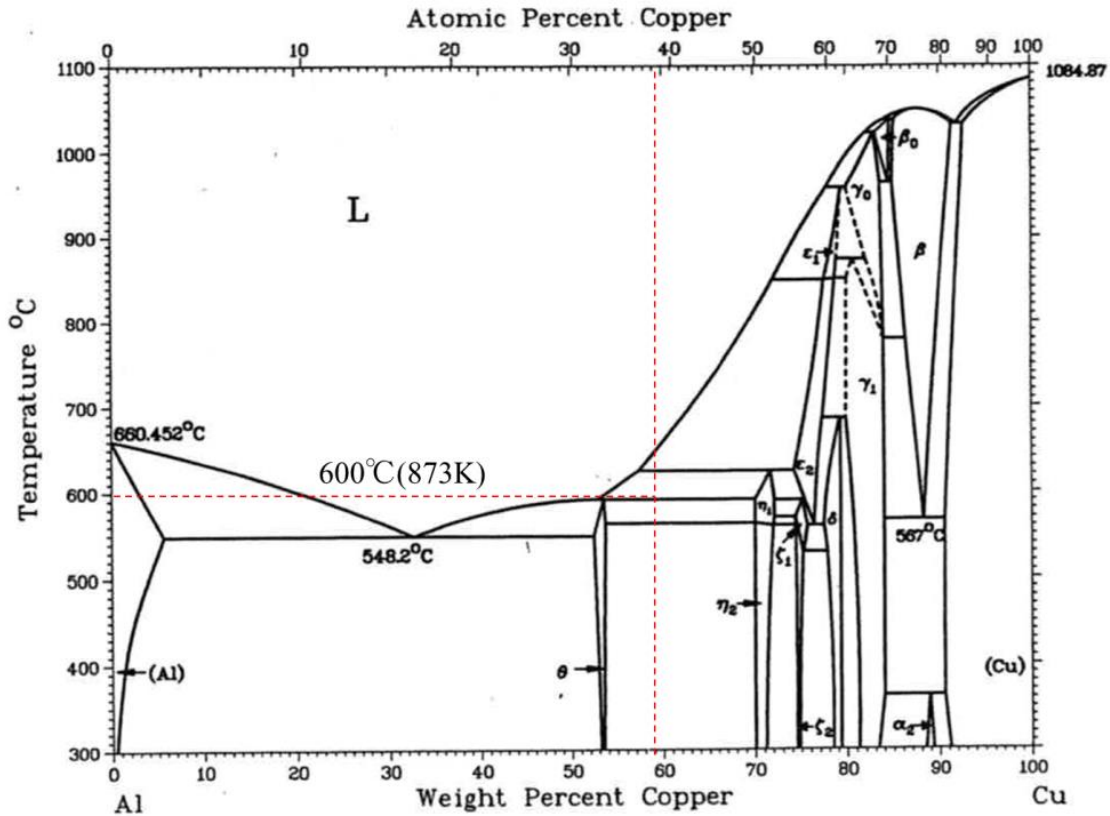


Fig. 4- 20 Cu-Al binary equilibrium phase diagram; 41wt.%Al-59wt.%Cu indicated as Red line)<sup>113</sup>.

#### 4.10. 接合界面の冷却過程と冷却速度

Fig. 4- 21 は、Model 3 を用い、顕著な温度変化が生じた 0~100 $\mu$ s の間の冷却過程(20 $\mu$ s 間隔)と温度がほとんど変化しなくなった 150 $\mu$ s における接合界面の温度分布を示している。なお、先に述べたように、Model 3 の 0 $\mu$ s における状態 (初期状態) の温度分布と熱拡散率は、Model 2 の 10 $\mu$ s 時の温度分布と密度をもとに算出したものである。

0 $\mu$ s では、渦部と界面近傍にのみ高温領域が観察され、界面から離れた Cu と Al の母材部分ではほとんど温度上昇がない。20 $\mu$ s では、渦部の中心付近には 1500K 以上の高温領域が見られた。また、接合界面近傍から Cu と Al の母材へと急速に熱拡散が起こり、界面近傍の母材には帯状に温度変化が観察された。さらに接合界面から両側に 200~300 $\mu$ m の幅で温度が 400K 以上となる領域が見られた。

40 $\mu$ s では、渦部の中心付近の温度が約 1100~1300K まで低下した。20 $\mu$ s 時に比べ接合界面の温度が 400K 以上になる領域が、接合界面から Cu 側に約 200 $\mu$ m, Al 側に約 400 $\mu$ m の幅へと拡大した。

60~100 $\mu$ s では、渦部の中心付近の温度が約 800~900K まで低下した。接合界面の温度が 400K 以上になる領域は 40 $\mu$ s 時に比べ更に広がり、接合界面から Cu 側に約 300 $\mu$ m, Al 側に約 500 $\mu$ m の幅となった。

150 $\mu$ s では、渦部および界面近傍の温度は 600~700K まで低下した。接合界面の温度が 400K 以上になる領域が Cu 側では、接合界面からおよそ 300~400 $\mu$ m の範囲、Al 側で

400~500 $\mu\text{m}$  の範囲で見られた。

Fig. 4- 22 は A~D 点の温度変化と A, B における冷却速度の時刻歴変化を示したものである。 Fig. 4- 22 (a) に示すように A, B は渦部に、C, D は接合界面から約 500 $\mu\text{m}$  程度離れた Cu と Al の母材内に位置している。

Fig. 4- 22 (b) は A~D 点における温度の時刻歴変化である。 A では、0~150 $\mu\text{s}$  の間におよそ 2400K から 700K まで冷却され、特に 0~10 $\mu\text{s}$  で、急激な温度低下が見られた。 また、B でも、0~150 $\mu\text{s}$  の間におよそ 2000K から 700K まで冷却され、A と同様に 0~10 $\mu\text{s}$  で急激な温度低下が見られた。 C および D では、ほとんど温度変化がなく、300~350K であった。

Fig. 4- 22 (c) は(b)より求めた A および B における 0~150 $\mu\text{s}$  の間の冷却速度の時刻歴変化である。 0~10 $\mu\text{s}$  の間はおよそ  $10^8\text{K/s}$  オーダーの非常に大きな冷却速度を呈し、30 $\mu\text{s}$  以降の冷却速度は  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーとなることが明らかになった。

このように数値解析により、爆発圧接界面では数  $\mu\text{s}$  の間に波状界面が形成され、特に渦部や界面で温度が急激に増加することがわかった。 またこの急激な温度上昇は、接合界面近傍のごく限られた領域で生じ、界面から数百  $\mu\text{m}$  離れると、Cu, Al 両母材の温度はほとんど上昇しないことがわかった。 このため、接合界面とその周囲の母材の幅数百  $\mu\text{m}$  の間に 1000~1500K の温度差が生じる。 非常に大きな温度勾配下、接合界面から母材への急激な抜熱が生じる。 よって、 Fig. 4- 22 (c)に示したように接合界面近傍では  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーの冷却速度で温度低下が生じると考えられる。

Crossland らは、爆発圧接材の接合界面の組織観察結果から冷却速度を推測し、予想された冷却速度は、およそ  $10^5\sim 10^7\text{K/s}$  であると述べている<sup>114</sup>。 本研究では、数値解析により接合界面の冷却過程を再現することで、Cu/Al 爆発圧接材の接合界面に生じる局所融解領域における冷却速度を見積もり、冷却速度は  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーであることを明らかにした。 これは Crossland らの報告とよく一致している。

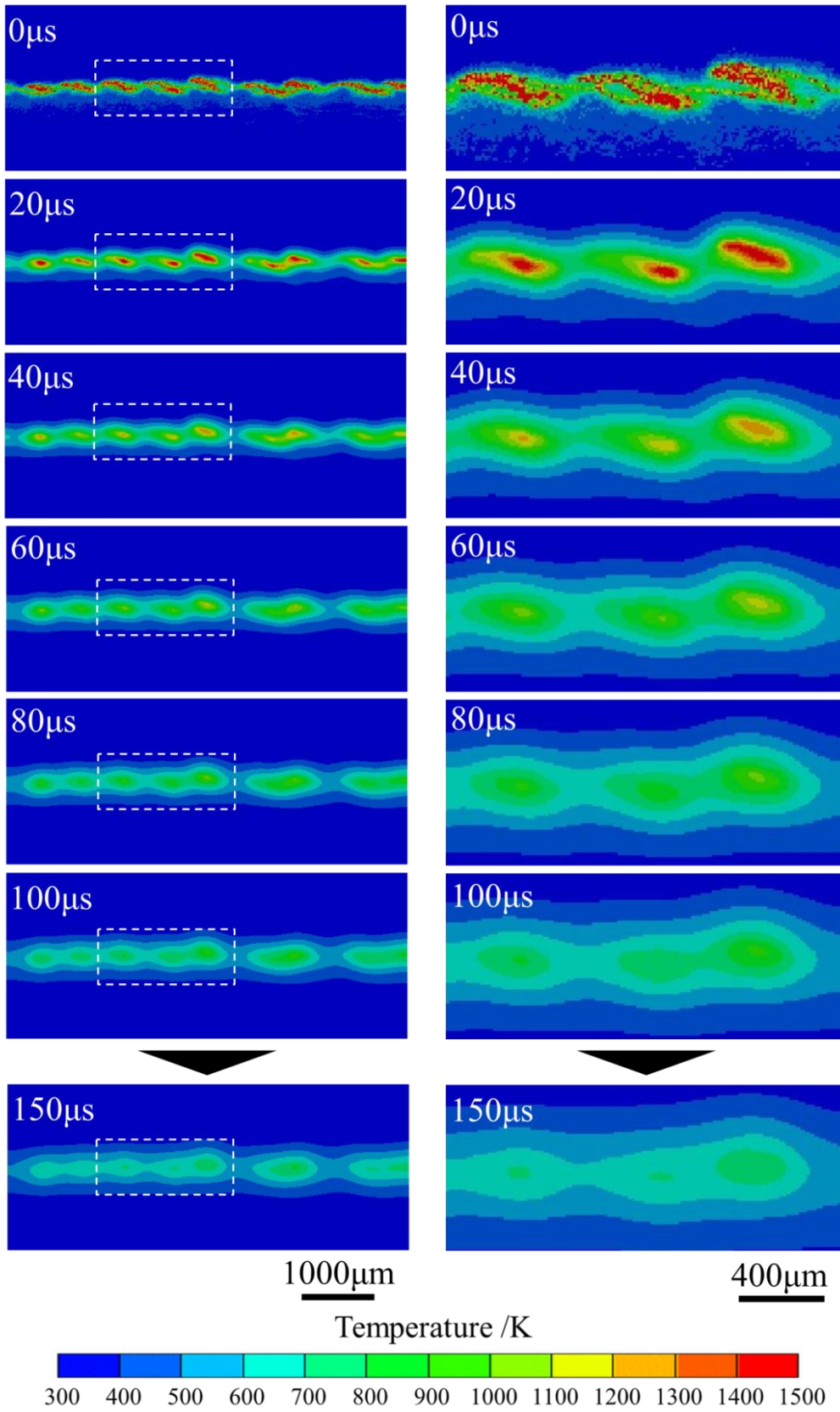


Fig. 4- 21 Cooling process at the joint interface during 150μs.

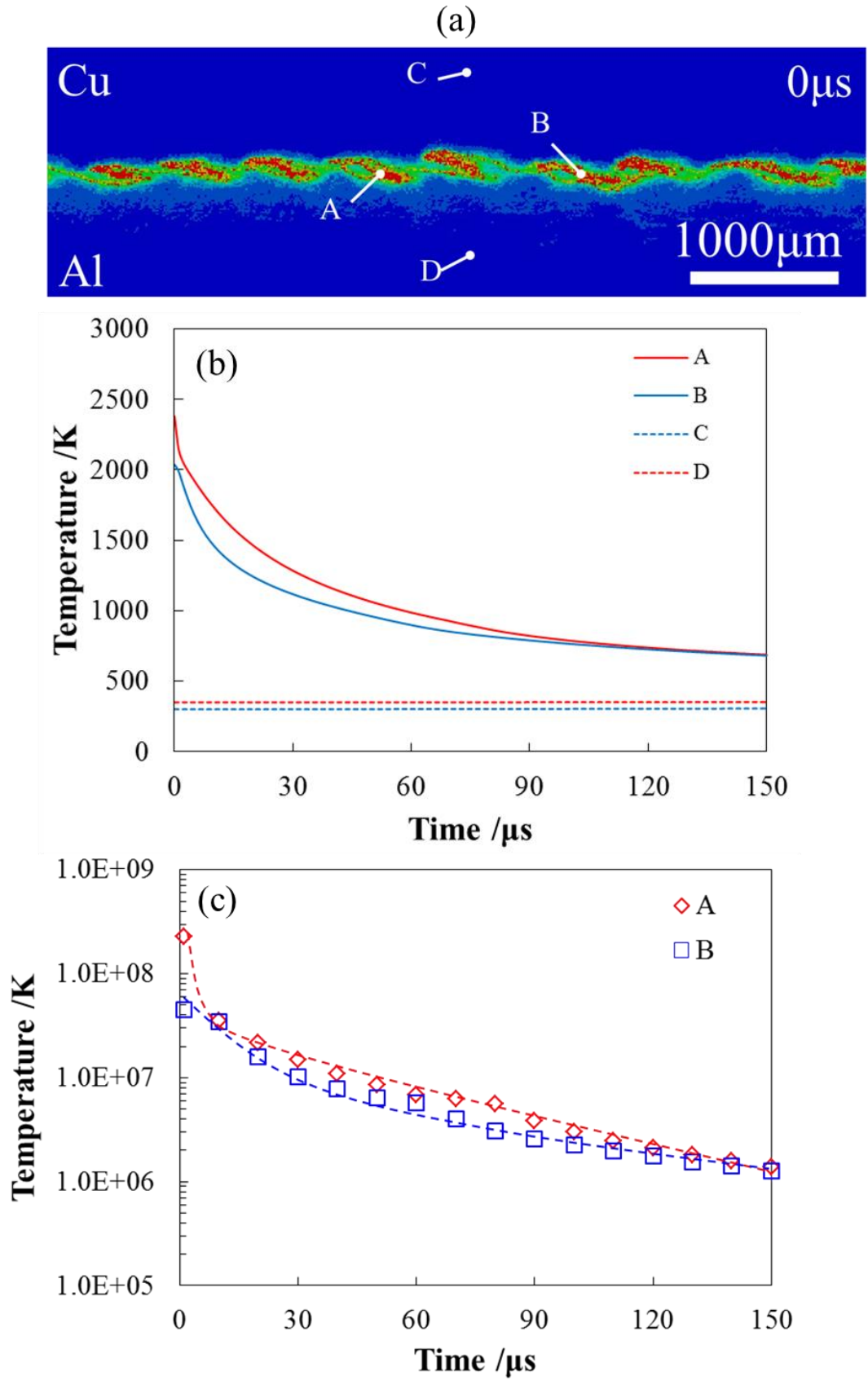


Fig. 4- 22Temperature change and cooling rate at each point from A to D during 150 $\mu\text{s}$ .

#### 4.11. 中間層の生成過程

Fig. 4-23 は 0~100 $\mu$ s の間の局所融解領域の凝固過程(20 $\mu$ s 間隔)と, 150 $\mu$ s 時の接合界面の界面形態を示す. 図内の緑は固相の Cu, 青は固相の Al を示す. また Cu と Al が融点以上の温度となった領域を局所融解領域とみなして赤色で示した. 局所融解領域の温度が凝固温度以下になった場合には, その領域は凝固したとみなして, 中間層(灰色)として示した. 0~20 $\mu$ s の間に, 接合界面の局所融解領域の範囲がわずかに広がっている. これは接合界面からの熱拡散によって界面近傍の Cu と Al 母材の温度が上昇し, 高温域が広がったためである. また, 20 $\mu$ s では, 黒矢印で示す接合界面の局所融解領域の幅が狭い部分から凝固し始めることがわかった. 40 $\mu$ s では, 局所融解領域の凝固がさらに進行し, 渦部に位置する局所融解領域の外側が凝固し始めた. 60~100 $\mu$ s では, 渦部の局所融解領域の外側から中心に向かって凝固が進行した. この段階では渦部の中央に局所融解領域が残存しており, 渦部の最終凝固位置は渦部の中央となることがわかった. 150 $\mu$ s では, 局所融解領域の凝固はすべて完了し, 接合界面全面に中間層が生成した. 中間層の厚さは一定ではなく, 厚い部分と薄い部分が見られ, 厚さは最大で約 200 $\mu$ m, 最小で 10 $\mu$ m であった.

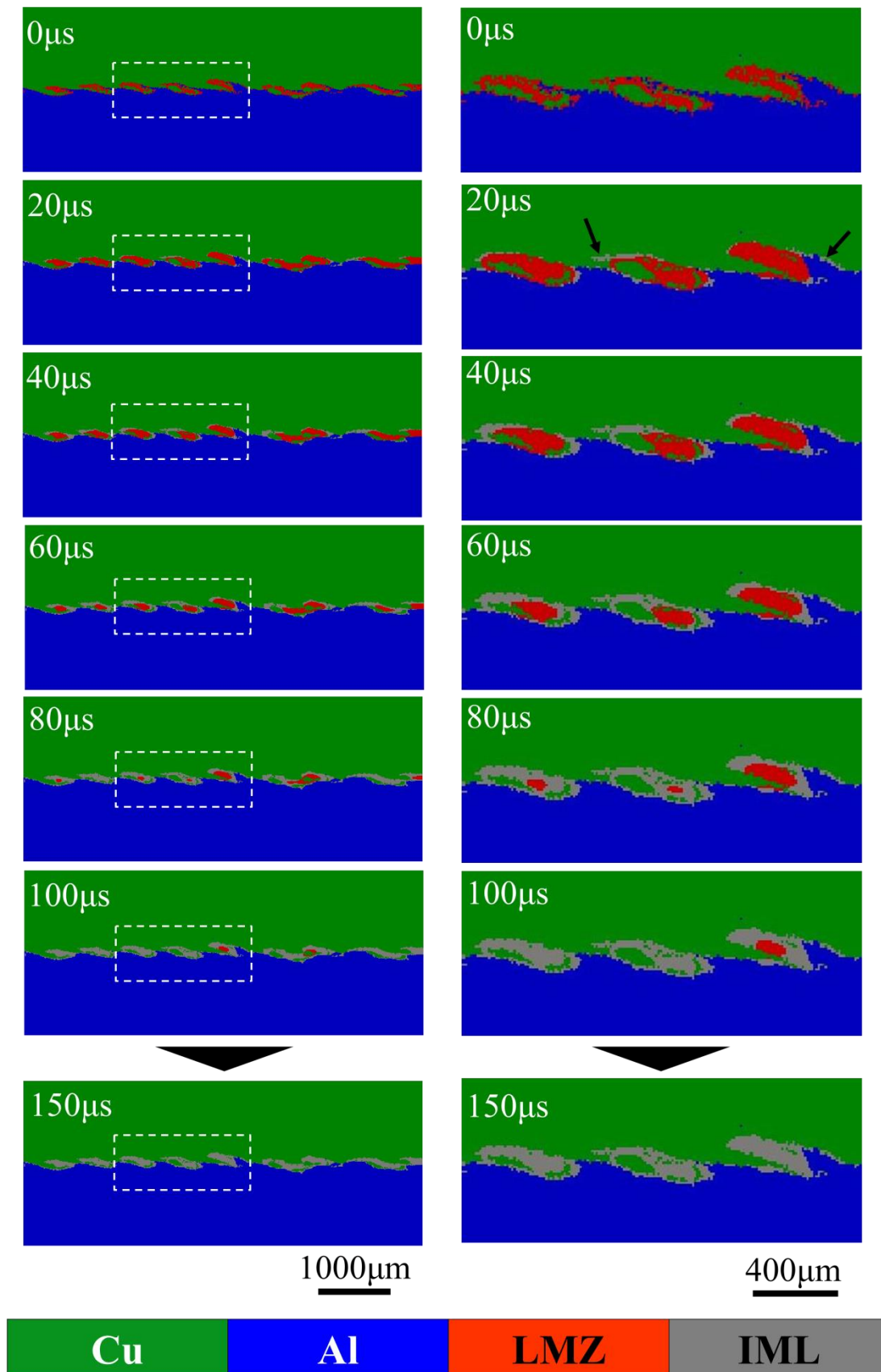


Fig. 4- 23 Formation process of the intermediate layer in the local melting zone.

## 5. 考察

### 5.1. 数値解析結果と実験結果との整合性

Model 1, Model 2 ならびに Model 3 を組み合わせた数値解析により, Cu/Al 接合材の波状界面形態のみならず, 局所融解領域の生成位置と形状, 組成およびその後の中間層の生成過程を再現することができた. ここでは数値解析結果と実際に作製した爆発圧接材の接合界面との整合性について検討する.

まず, 波状界面形態について比較する. Model 2 で再現された波状界面の波高と振幅は, それぞれ 181 $\mu\text{m}$ , 491 $\mu\text{m}$  であった. 数値解析条件と同じ実験条件で作製した Cu/Al 爆発圧接材に観察された波状界面の波高と波長は 110 $\mu\text{m}$ , 371 $\mu\text{m}$  であった. 爆発圧接界面で観察された波状界面は中間層を含む界面であり, 接合直後の形態から幾分変化していると考えられる. よって両者が完全に一致することはありません, このことを考慮すると, 波高と波長は数値解析結果と実験結果でよく一致しているといえる.

次に, 局所融解領域の組成を比較する. Model 2 で得られた界面における Cu と Al の SPH 粒子数比から見積もった組成(41wt.%Al-59wt.%Cu)は, EPMA により組成分析して得られた平均組成(40wt.%Al-60wt.%Cu)と定量的に非常によく一致している. また Model 3 の解析から得られた中間層の形状を実際の接合界面に観察された中間層の形状と比較すると, 両者はよく一致している.

Model 3 で再現された中間層の生成過程から予測した最終凝固部の位置は, 実際の接合界面の中間層内に観察されるボイドの位置とよく一致している.

このように本研究の数値解析結果と実験結果との整合性はきわめて高いことが明らかとなった.

### 5.2. Cu/Al 爆発圧接材における波状界面形成メカニズム

第 3 章で, Bahrani らが提唱した爆発圧接材の波状界面形成メカニズムについて紹介し, その形成メカニズムが本研究の数値解析により得られた Cu/Ni 爆発圧接材における波状界面形成過程とよく一致することを示した. しかし, Bahrani らは Cu/Al といった密度差の大きい異種金属の爆発圧接材における波状界面形成メカニズムについて議論していない. そこで, 本研究で得られた Cu/Al 爆発圧接材の波状界面形成過程(Fig. 4- 11 および Fig. 4- 12)を基に, Cu/Al 爆発圧接材における波状界面形成メカニズムについて検討する. Fig. 4- 24 は Cu/Al 爆発圧接材の波状界面形成メカニズムを示したものである. 波状界面が形成する前提条件は, Bahrani らの Indentation mechanism と同様に, 接合界面近傍で金属が流体的な挙動を示すことである. Fig. 4- 14 に示したように, 接合界面近傍の圧力は数十 GPa と極めて高く, 界面から 500 $\mu\text{m}$  離れた領域においても, その圧力は数 GPa まで達している. 金属が, 固体状態でありながら流体的な挙動を示す臨界値, すなわち Hugoniot 弾性限界(HEL)は, 式 4. 11 から算出できる.

$$HEL = \frac{1}{2} \left( \frac{K}{G} + \frac{4}{3} \right) Y_0 \quad 4. 11$$

$K$  は体積弾性率,  $G$  と  $Y_0$  はそれぞれ剛性率と降伏応力である. 体積弾性率  $K$  と剛性率  $G$

は金属データブック<sup>115</sup>の値を式 4. 11 に代入し、降伏応力  $Y_0$  は Steinberg-Guinan 構成則の材料パラメーターの値を式 4. 11 に代入した<sup>97</sup>。

Cu の HEL は、252.5MPa、Al は 85.83MPa となった。接合界面近傍ならびにその周囲の母材では、十分に HEL を超える圧力となるため、衝突現象を非圧縮性流体の衝突であると仮定することは妥当である。以下に、Fig. 4- 24(a)~(f)の波状界面形成のメカニズムについて述べる。

**Fig. 4- 24(a):** Flyer plate の Cu が Parent plate の Al に衝突する際の材料内部の物質の流れを示している。青色は Cu 内部の流れ、赤色は Al 内部の流れである。S は衝突点 (よどみ点) を示している。

**Fig. 4- 24(b):** Flyer plate が Parent plate に衝突し、衝突点近傍で Cu が Al 側に張り出す。このとき、衝突点前方に Cu と Al の盛り上がり(こぶ)が形成される。Cu の盛り上がりは Al のそれに比べ小さくなる。

衝突点近傍で、Cu と Al のエネルギーが 2 等分されるとすると、 $E_{Cu}=E_{Al}$  となる。そのため、単位体積当たりの運動エネルギーは式 4. 12 のようになる。

$$\frac{1}{2}\rho_{Cu}V_{Cu}^2 = \frac{1}{2}\rho_{Al}V_{Al}^2 \quad 4. 12$$

式中の  $\rho$  と  $V$  は、それぞれ Cu と Al の密度と速度である。よって  $V_{Al}$  は式 4. 13 から求めることができる。

$$V_{Al} = \sqrt{\frac{\rho_{Cu}}{\rho_{Al}}}V_{Cu} \quad 4. 13$$

$\rho_{Cu}=8.93\text{g/cm}^3$ 、 $\rho_{Al}=2.73\text{g/cm}^3$  とすると、式 4. 13 から式 4. 14 が得られる。

$$V_{Al} = 1.81V_{Cu} \quad 4. 14$$

式 4. 14 から、密度が小さい Al の方が、Cu に比べて速度  $V$  が 1.8 倍程度大きくなることわかる。つまり、Al の盛り上がりは Cu のそれに比べて盛り上がる速度が大きくなるため、Al の盛り上がりは Cu に比べて大きくなると考えられる。

**Fig. 4- 24(c):** 成長した Al の盛り上がりは、衝突点前方の Cu 表面に衝突し、新たな衝突点  $S'$  が生じる。衝突点  $S'$  付近では、その前後に物質の流れが生じ、接合方向と逆向きの流れ(図の左方向への流れ)により、Al の盛り上がりの頭頂部の一部は後方へ引き伸ばされる。また、接合方向の流れ(右方向の流れ)により Al の盛り上がりの一部が衝突点前方に放出され、メタルジェットとなる。衝突点 S は、(b)よりも更に Al 側に張り出し、界面のくぼみが大きくなる。これにより、Cu 内部界面付近の流れは、くぼみで反転し、Al の盛り上がりは後方に引き伸ばされた領域へと流れ込む。

**Fig. 4- 24(d):** Al の盛り上がりは後方に引き伸ばされた領域では、Al 側と Cu 側で逆方向の流れが生じる。これによりこの領域で渦を巻くような運動が生じ、渦部が形成されると考えられる。衝突点  $S'$  では、Cu が Al の盛り上がりへ張り出すことで、メタルジェットの放出方向が、Cu の表面に向かって変化しはじめる。

**Fig. 4-24(e):** Flyer plate が Parent plate に衝突することで、衝突点 S'での Cu の張り出しが大きくなる。メタルジェットの放出方向が衝突点 S'前方の Cu 表面に変化するのに伴い、Cu 側の表面に向かって Al が盛り上がる。

**Fig. 4-24(f):** Al の盛り上がりが再び衝突点 S'前方の Cu 表面に衝突する。これにより新たな衝突点 S''が生じる。新たに形成された Al の盛り上がりの後方は、接合方向と逆向きに引き伸ばされ、前方はメタルジェットとして衝突点 S''前方に放出される。

この後、(d)~(f)を繰り返し、接合界面にトリガー状の波状界面が形成される。Cu と Al のような密度差の大きい異種金属爆発圧接材の場合、密度の小さい Al の盛り上がりが密度の大きい Cu よりも優先的になる。Al の盛り上がりが Cu に比べて大きいため、Cu の盛り上がりが衝突点前方の金属表面に衝突することはない。Cu と Al の場合、Cu と Ni の場合のように、メタルジェットが Cu と Ni の衝突点前方の金属表面に交互に衝突することがなく、メタルジェットは Cu 側のみに衝突し、トリガー上の波状界面を形成すると考えられる。

Welding direction

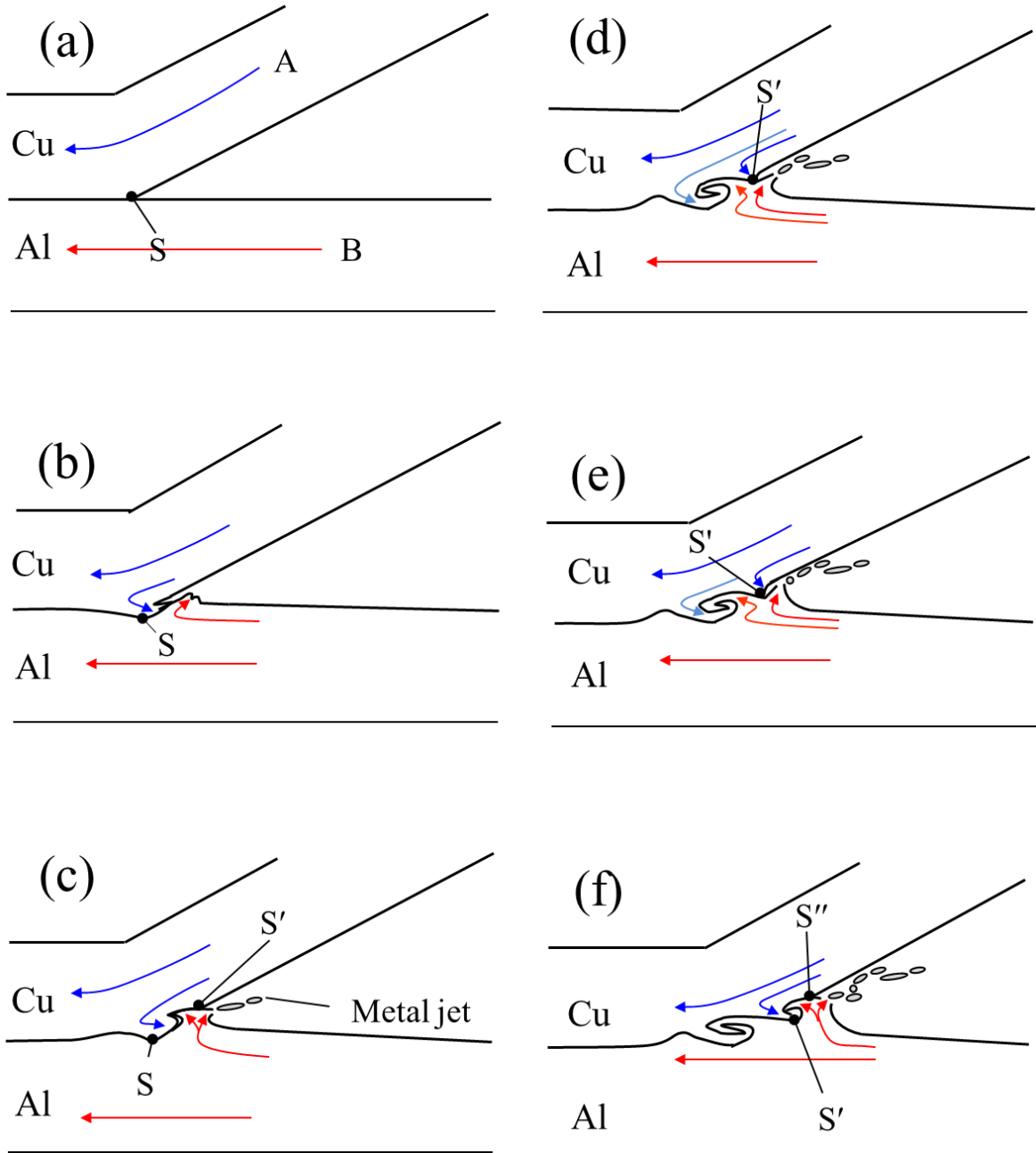


Fig. 4- 24 Formation mechanism of wavy interface for dissimilar metal combination on the explosive welding.

### 5.3. 接合界面における温度変化と冷却速度

本研究により爆発圧接界面では、衝突点通過後から数  $\mu\text{s}$  の間に波状界面が形成され、特に渦部や界面で温度が急激に上昇することがわかった。またこの急激な温度上昇は、接合界面の極近傍に限られており、界面から数百  $\mu\text{m}$  離れると、母材の温度はほとんど上昇しないことがわかった。よって、接合界面から数百  $\mu\text{m}$  離れた母材との間に 1000~1500K の温度差が生じ、非常に大きな温度勾配が発生すると考えられる。よって、接合界面から母材への急激な抜熱が生じ、Fig. 4- 22(c)に示したように接合界面近傍では  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーの冷却速度で温度低下が起こると考えられる。

### 5.4. 中間層の生成過程

従来、爆発圧接材の接合界面における中間層の生成過程については、接合界面における両金属の混ざり合いや急激な温度変化の直接観察・直接測定が困難なため、実験により得られた最終組織の観察や化学組成の分析結果から推定するしかなかった。本研究では、爆薬の爆轟とそれに伴う Flyer plate と Parent plate の衝突を取り扱う Model 1、衝撃圧接による接合界面での波状界面の形成と温度上昇を取り扱う Model 2 ならびに衝撃圧接直後からの温度変化を取り扱う Model 3 を連成した数値解析を行うことにより、接合界面の中間層の生成過程を再現することに成功した。

波状界面の形成に伴い界面近傍ならびに渦部では、Cu と Al の融点以上まで急激に温度が上昇し、局所的な融解が生じると考えてよい。このような局所融解が起こる渦部や界面では、Model 2 の解析で得られた Cu と Al 粒子分布が示すように、Cu 成分と Al 成分がほぼ均等に混ざり合っていた。よって、ここで Cu と Al の合金融液が生成し、凝固すれば、中間層となるはずである。

さて、接合界面の温度上昇は極めて短時間で起こる。よって、接合界面から母材へと熱が拡散する時間がなく、接合界面とほぼ室温の母材部分との間には極めて大きな温度差が生じる。この大きな温度勾配により、今度は接合界面から母材に向かって急速な抜熱が生じ、この結果、局所融解領域は、 $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーで急冷されると考えられる。

局所融解領域の合金成分がほぼ一定であれば、凝固温度は等しいため、先に温度が低下する幅の狭い部分から凝固が始まり、また幅の広い部分では融解部の外側から中心へと凝固が進行するはずである。よって局所融解領域の幅の広い部分の中心付近が中間層の最終凝固部となり、最終凝固部では凝固収縮が生じることによって、この部分にボイド(引け巣)が形成する。Fig. 4- 6 ならびに Fig. 4- 7 に示した接合界面の中間層の形状とボイドの位置は、数値解析で予想された最終凝固部の位置とよい一致を示しており、本研究で行った解析手法の妥当性を証明するものである。

Fig. 4- 6 ならびに Fig. 4- 7 に示すように爆発圧接材の接合界面に生成した中間層内には、接合界面に対して垂直に多くのき裂が観察されている。これは、冷却中の熱収縮によるものと考えられる。中間層は周囲の Cu や Al に比べて熱膨張係数が小さくかつ脆いため、主にボイドを起点として中間層の幅が広い部分に、き裂が生じたものと考えられる。なお、これらのき裂は接合界面に沿って生成していないため、界面の接合状態に依存する Cu/Al 接合材の

強度に及ぼす影響は小さいと考えられる。

## 6. 小括

Flyer plate に Cu, Parent plate に Al を使用して, Cu/Al 爆発圧接材を作製した。接合界面にはトリガー状の波状界面とともに, 中間層の生成が観察された。EPMA 分析により測定した中間層の平均組成は 40wt.%Al-60wt.%Cu であった。また中間層内には, クラックやボイドが観察され, ボイドの表面にはファセット成長した結晶の先端も観察された。

第 2 章で述べた数値解析手法を用いて, (I)爆薬の爆轟ならびに Flyer plate が Parent plate に衝突する過程, (II)波状界面の形成過程, (III)接合界面での温度上昇過程, (IV)波状界面形成後の冷却過程ならびに, (V)中間層の凝固過程を再現し, Cu/Al 接合材の接合界面組織の形成挙動について検討した。

まず, Euler-Lagrange 連成解析(Model 1)を用いて爆薬の爆轟とそれに伴う Flyer plate が Parent plate に傾斜衝突する様子を再現し, 両者の衝突速度  $V(V_x, V_y)$  と衝突角度  $\beta$  を求めた。

得られた  $V$  と  $\beta$  をもとに, SPH 法(Model 2)により衝突中の波状界面形成過程, 温度変化ならびに融点変化を求めた。Cu/Al 接合材の波状界面は, 衝突点から放出されるメタルジェットが, 衝突点前方の Cu 表面にのみ衝突することで形成されることがわかった。放出されたメタルジェットの SPH 粒子比を分析すると, Cu と Al の SPH 粒子の比率は, およそ 1:9 で Al がその大部分を占めることがわかった。

SPH 解析により, 衝突中の界面近傍の圧力, 比内部エネルギー, 温度ならびに融点の変化を求め, 温度上昇の主な要因と圧力上昇に伴う融点の変化を調べた。その結果, 温度上昇は, 衝突点近傍で生じる圧縮(熱力学的仕事の増加)と波状界面形成に伴う塑性変形(塑性変形エネルギーの増加)により生じることがわかった。渦部ならびに界面近傍の温度上昇の主な要因は, 衝突点近傍で生じる圧縮であり, 波状界面形成に伴う塑性変形の影響は小さいことが明らかになった。一方, 界面から離れた母材内での温度はほとんど上昇しないことがわかった。

圧力変化に伴う融点の変化について検討した結果, 融点は衝突点において 2~3 $\mu$ s だけ上昇するものの, その持続時間は短いことが明らかになった。また衝突中の温度と融点の変化から, 渦部では局所的な融解が生じることがわかった。数値解析から得られた局所融解領域の SPH 粒子の分布からその組成を推定したところ, 爆発圧接材の接合界面の中間層の組成とよく一致した。

Model 2 で再現された波状界面の物質分布, 温度分布ならびに局所融解領域の組成から, Model 3 の初期条件(熱拡散率, 温度分布, 局所融解領域の凝固温度)を求め, Model 3 によって波状界面形成後の接合界面における冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現した。

波状界面形成直後, 接合界面近傍と界面から離れた母材の間には, 大きな温度差が生じていた。これにより接合界面と母材の間に大きな温度勾配が生じ, 急激な抜熱が起こることがわかった。局所融解領域ならびに界面から 500 $\mu$ m ほど離れた母材における温度の時刻歴変化を求めると, 界面近傍では, 10<sup>6</sup>~10<sup>7</sup>K/s オーダーの冷却速度となる一方で, 母材部分はほとんど室温のままで変化しないことがわかった。

接合界面における中間層の生成過程について検討した。局所融解領域の凝固は凝固開始

(0 $\mu$ s)からおよそ 100 $\mu$ s でほぼ完了した。凝固は局所融解領域の外側から中心に向かって進行し、中間層の最終凝固部は局所融解領域の中央部となることわかった。よって実際の接合界面の中間層の中央に観察されたボイドは、最終凝固部で生じた凝固収縮によるものと考えられる。

爆発圧接により得られた Cu/Al 接合材の波状界面形態(波高, 波長)ならびに中間層の組成やボイドの位置は、数値解析により求めた界面形態と定量的によく一致した。

以上のように、実験と数値解析の両手法を用いることにより、密度差が大きい異種金属が高速で傾斜衝突する際に接合界面で生じる(I)~(V)の現象について明らかにすることができた。

## 第5章 Cu/Ni 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響

### 1. 緒言

従来の研究において Welding window として整理されているように、爆発圧接法では、Flyer plate の衝突速度  $V$  と衝突角度  $\beta$  は、界面形態を決定する重要なパラメーターである。澤は、Cu/Ni 爆発圧接材の衝突速度と衝突角度が界面形態に及ぼす影響について数値解析により検討した<sup>116</sup>。Flyer plate の衝突速度  $V$  を 600m/s と一定にし、衝突角度  $\beta$  を 5~20°で衝突させて得られた場合の波状界面形態の振幅と波長の変化を Fig.5- 1(a)~(b)に示す。また  $\beta = 15^\circ$  と一定にし、 $V$  を 400~1000m/s と変化させて衝突させ得られた波状界面の振幅と波長の変化を Fig.5- 1 (c)~(d)に示す。

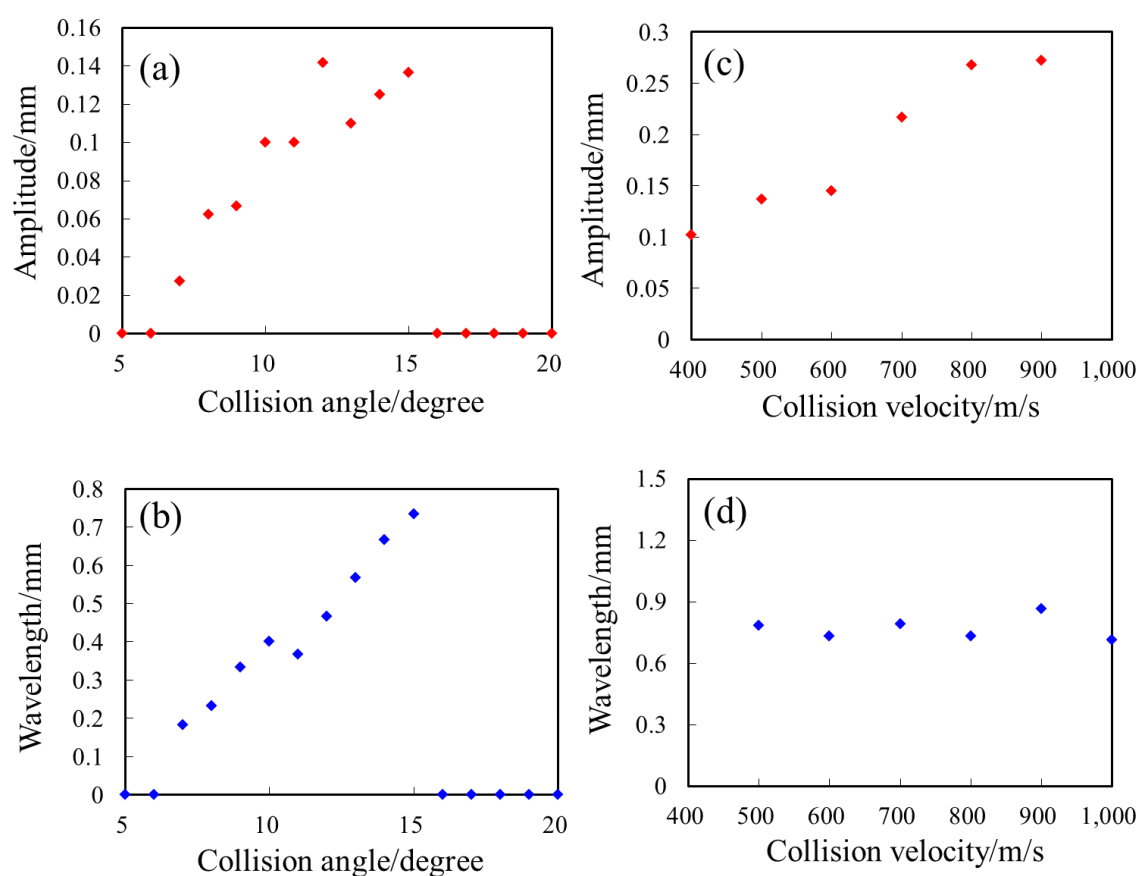


Fig.5- 1 (a) Relationship between amplitude and impact angle. (b) Relationship between wavelength and impact angle. (c) Relationship between amplitude and impact velocity. (d) Relationship between wavelength and impact velocity.

Fig.5- 1(a)と(b)に示すように、 $\beta = 15^\circ$ までは、衝突角度の増加と共に、振幅と波長は単調増加した。一方、 $\beta = 15^\circ$ 以降では、波状界面は形成されず平坦な界面となった。この波状界面から平坦な界面に遷移する角度は、過去の実験的研究により「臨界角」と呼ばれている<sup>51</sup>。一方、Fig.5- 1(c)と(d)に示すように、 $\beta = 15^\circ$ 一定の場合、衝突速度が増加すると波状界面

の振幅は単調したが、波長はほとんど変化しなかった。

このように接合界面形態は  $V$  や  $\beta$  によって変化するため、第3章で述べた、Cu/Ni 爆発圧接材の界面で生じる(I)爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程、(II)メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程、(III)接合界面の昇温過程、(IV)接合界面の冷却過程、(V)中間層の生成過程もまた変化すると考えられる。しかし、 $V$  や  $\beta$  と接合界面で生じる(I)~(V)の関係について系統的に検討した研究はこれまでない。そこで、本章では Fig.5-1 に示したように  $V$  に比べ Cu/Ni 爆発圧接材の界面形態をより大きく変化させる  $\beta$  に注目し、 $V$  一定の条件で、 $\beta$  の変化が接合界面で生じる(I)~(V)の過程に及ぼす影響について検討する。

## 2. 爆轟解析モデル(Model 1)を用いた実験条件の設定

### 2.1. Model 1 で生じるエラーと解析モデルの改良

まず、Model 1 を用いて衝突速度  $V=600\text{m/s}$  において、 $\beta$  が  $\beta=5^\circ$ 、 $10^\circ$ 、 $15^\circ$ 、 $20^\circ$ 、 $25^\circ$  となるような実験条件を求めた。しかし、予備解析の結果、第3章、第4章で示した Flyer plate と Parent plate を平行に設置する平行法だけでは、目的とする高範囲の  $V$  と  $\beta$  は得られないことがわかった。

そこで、より幅広く  $V$  と  $\beta$  を変化させるために、Flyer plate と Parent plate の間隔を大きくし、さらに Flyer plate を Parent plate に対して予め傾斜 (初期傾斜  $\alpha$ ) させる手法を導入した。この条件で解析を実施すると、目的の  $V$  と  $\beta$  に近い値が得られるようになったが、Fig.5-2 に示すような、本来ないはずの Void が Euler 領域に生じるエラーが度々起こった。これにより解析精度が著しく低下し、Flyer plate が Parent plate に衝突し終わる時間(150~200 $\mu\text{s}$ )まで解析を継続することができなかった。エラーは Fig.5-2 内の矢印や破線で示す Flyer plate の裏面や Anvil の裏面の Air 内で発生し、特に図内の円内に示すような、起爆点側の Flyer plate、Parent plate 両端の、Euler 領域 Air 部分が狭い領域付近で生じやすいことがわかった。

そこで、この問題を解決するために Fig.5-3 に示すような、Model 1 の改良を行った。まず、Flyer plate と Parent plate の両端に隙間ができないように、Euler 領域の Air 部分の横方向を 320mm から 295mm に狭めた。また、Anvil の下側には Air は必要ないため、Anvil を厚くし、Anvil の下側に余計な Euler 領域ができないように工夫した。Anvi 最下部に Anvil を固定するための Fixed layer(緑色)を設けた。

改良モデルで解析を実施した結果、Fig.5-2 に示したエラーは、発生しにくくなり、Flyer plate が Parent plate に衝突し終わる時間まで安定して解析することができるようになった。

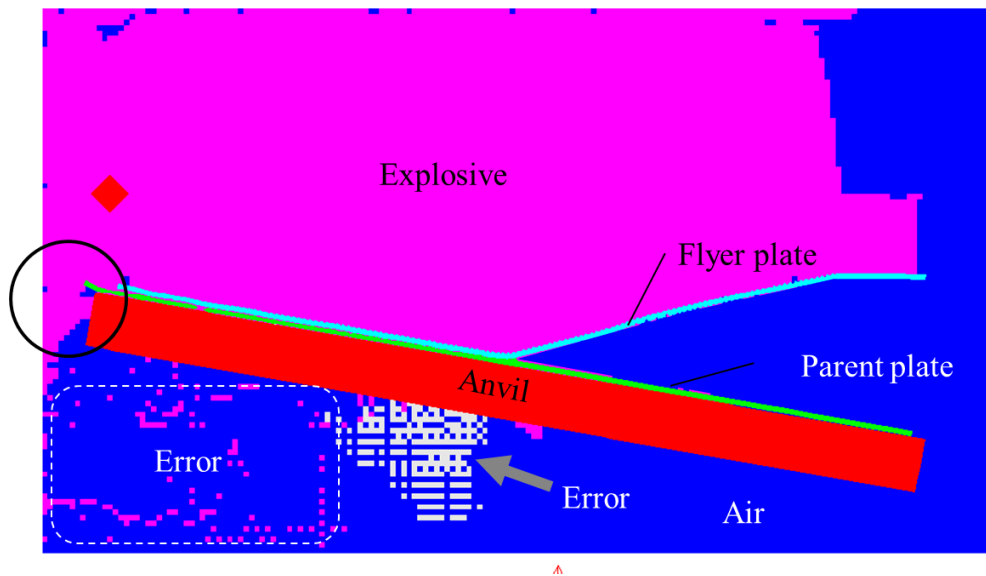
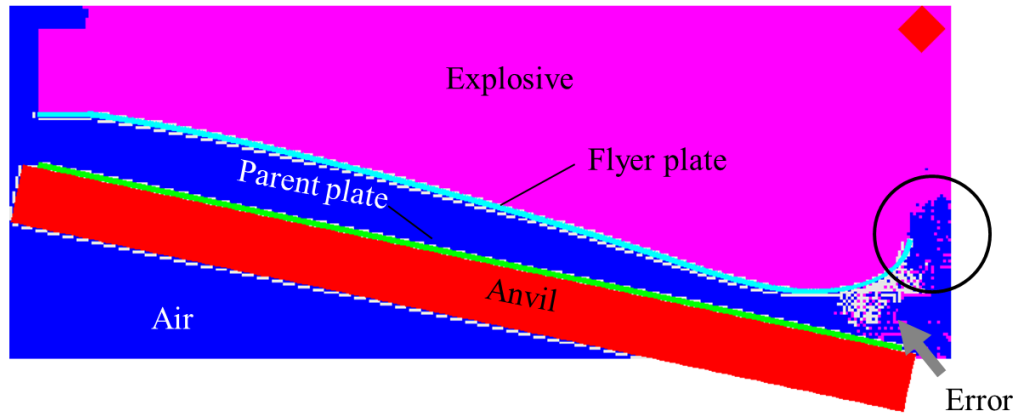


Fig.5- 2 Location of Error caused in Euler region.

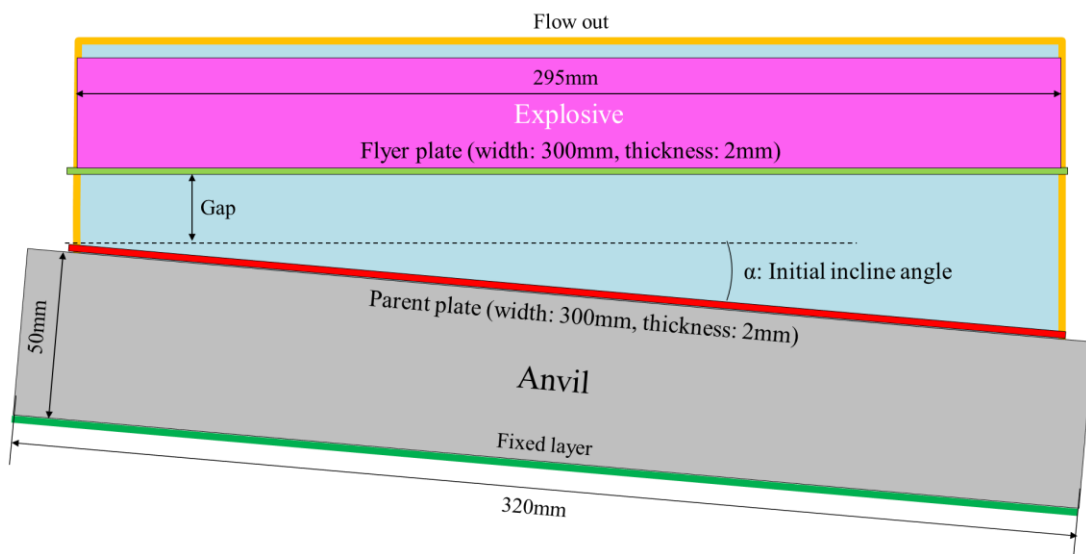


Fig.5- 3Schematic illustration of the Modified Model 1.

## 2.2. 爆轟解析モデル(Model 1)の寸法

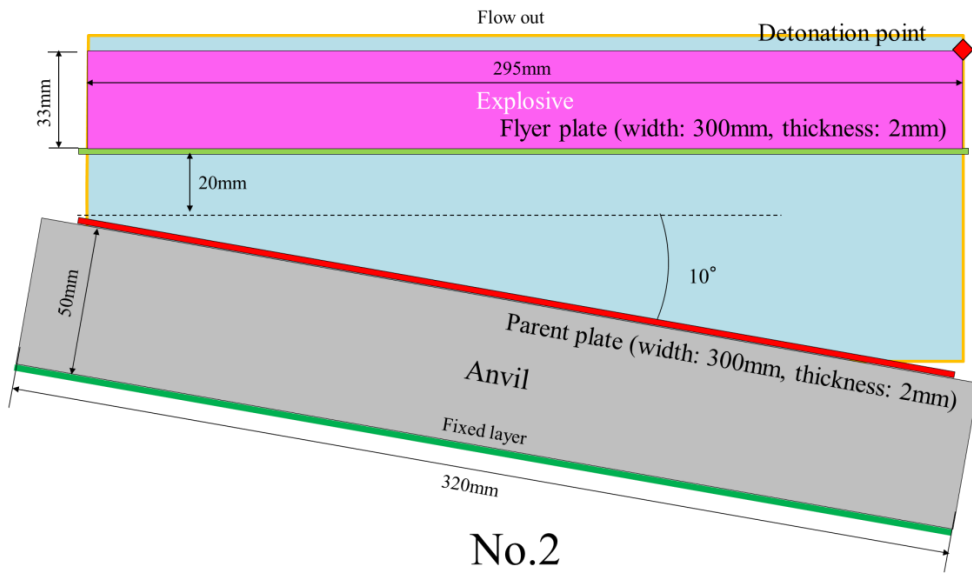
衝突速度を  $V=600\text{m/s}$  とし、衝突角度が  $\beta=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$  となるような、5つの解析モデル(No.1~No.5)を作製した。Model 1 の対称系は、奥行き方向に無限遠に続くと仮定した2次元平板体系とし、単位系は mm, mg,  $\mu\text{s}$  とした。調整した爆轟条件は、単位面積当たりの爆薬厚さ(爆薬量)、Flyer plate と Parent plate の間隔(Gap)、初期傾斜角度( $\alpha$ )、起爆点の位置の4つである。Model 1 の5つの解析モデルの爆轟条件を Table 5-1 にまとめた。作製した Model 1 の寸法を Fig.5-4 に示す。第2章で述べたように、Flyer plate, Parent plate ならびに Anvil のソルバーには Lagrange、空気と爆薬のソルバーには Euler を選択した。すべての条件で、Flyer plate に Cu, Parent plate に Ni を使用し、各々の板厚は 2mm とした。Anvil には、SS400 を使用し、幅 320mm, 板厚 50mm とした。なお、各領域のメッシュサイズは、第3章、第4章と同じく、Flyer plate と Parent plate は  $0.25 \times 0.25\text{mm}$ 、Anvil は  $2 \times 2\text{mm}$ 、爆薬と空気は、 $0.5 \times 1\text{mm}$  とした。

爆薬の状態方程式には JWL 状態方程式、空気には理想気体の状態方程式を用いた。Flyer plate, Parent plate および Anvil の状態方程式には Mie-Grüneisen 型衝撃 Hugoniot 状態方程式を選択した。Flyer plate と Parent plate の構成則には Steinberg-Guinan model を用いた<sup>23</sup>。Anvil には SS400 を用いたが、AUTODYN の材料ライブラリーには SS400 に該当する材料がない。そのため、Seidt らが報告した SS400 に近い鋼の Johnson-Cook model の材料パラメータを用いて、SS400 を AUTODYN の材料ライブラリーに新たに加え、それを Anvil の構成則に用いた<sup>108</sup>。

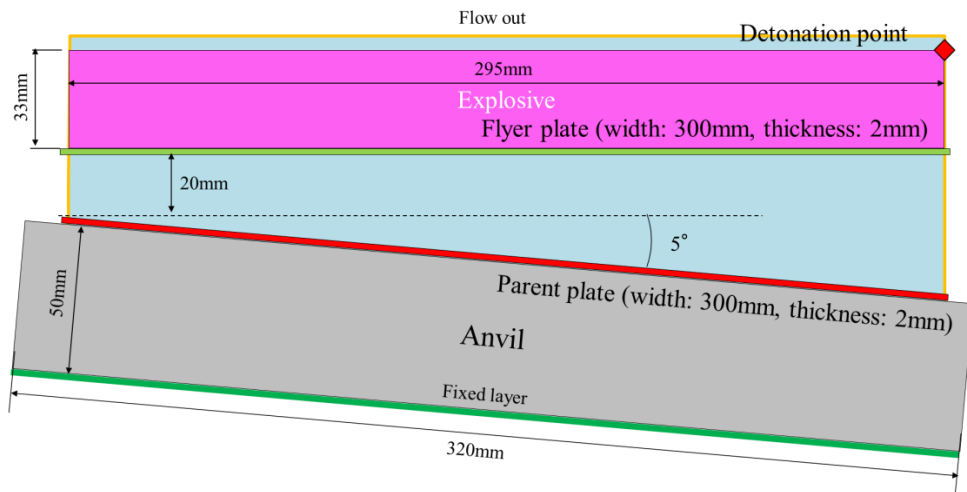
Table 5-1 Simulation conditions for No.1 ~5.

	No.1	No.2	No.3	No.4	No.5
Flyer plate	Cu (t=2mm)				
Parent plate	Ni (t=2mm)				
Mass of the explosive (kg)	1.8	1.8	2.5	1.5	1.5
Thickness of the explosive per unit area (mm)	33	33	46	28	28
Initial incline angle ( $^\circ$ )	10	5	2	6	10
Gap (mm)	20	20	7	10	10
Detonation point	Upper right	Upper right	Upper left	Upper left	Upper left

# No.1



# No.2



# No.3

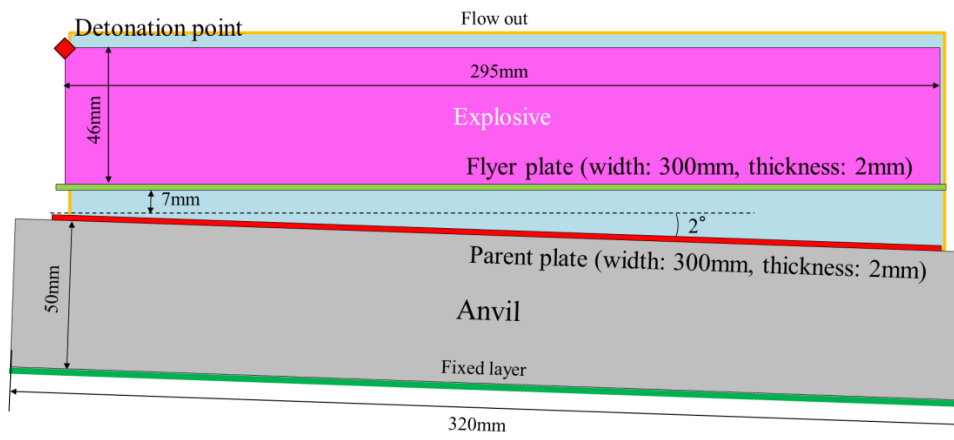
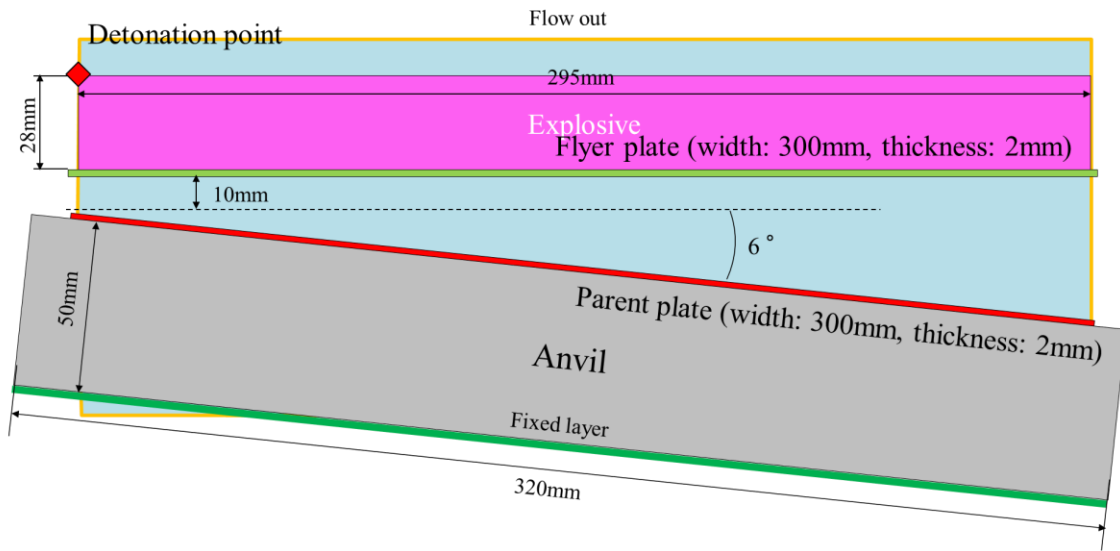


Fig. 5-4 (continue)

# No.4



# No.5

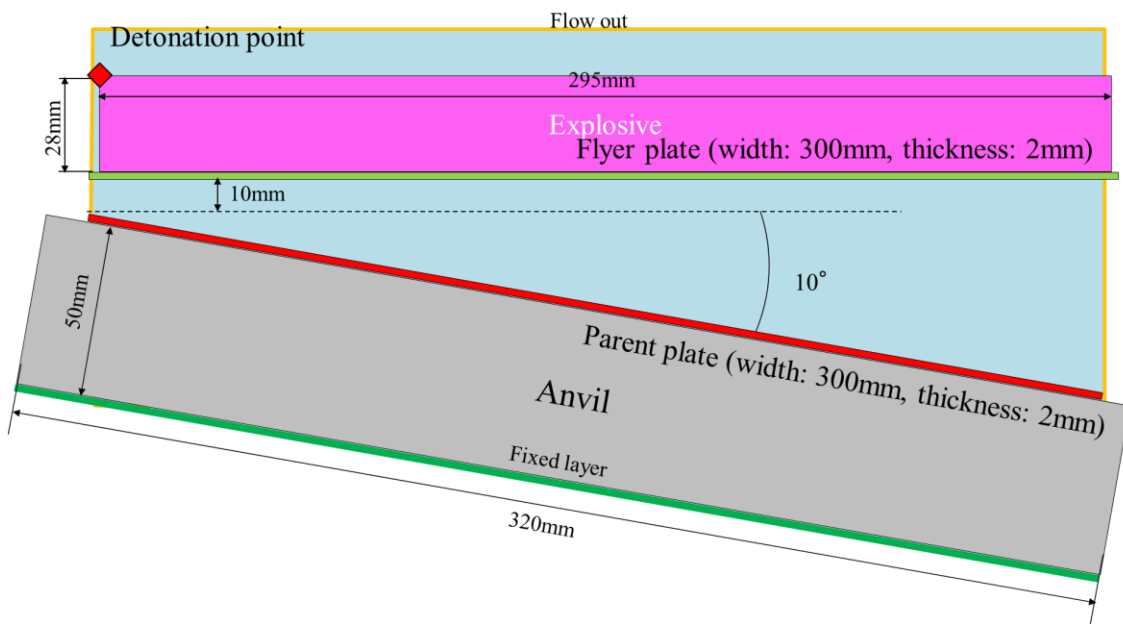


Fig.5- 4 Schematic illustration of the Model 1 for No.1~5.

### 2.3. Model 1 を用いた爆轟解析結果

Fig.5-4 に示した No.1~5 における爆薬の爆轟と、それに伴う Flyer plate と Parent plate の衝突挙動を Fig.5-5 に示す。Fig.5-3 に示したように、解析モデルを工夫したことにより、爆轟した爆薬が Flyer plate を通り抜けるエラーや、Fig.5-2 に示したような Flyer plate や Anvil の下側のエラーはほとんど発生しなかった。解析時間も 12~24 時間程度であり、目標値を達成することができた。

No.1 ならびに No.2 では、Flyer plate と Parent plate の間隔が広い右側から爆薬を爆轟することで、 $\beta=5\sim 10^\circ$  の衝突角度を得た。

No.3~5 では、Flyer plate と Parent plate の間隔が狭い左側から爆薬を爆轟することで、Flyer plate を Parent plate に  $\beta=15^\circ\sim 25^\circ$  で衝突させることができた。

No.1~5 の  $V$  と  $\beta$  は、すべての条件で原点から 180mm の位置で測定した。Table 5-2 に No.1~No.5 の  $V(V_x, V_y)$ ,  $\beta$  をまとめた。これらは、目標とした  $V(600\text{m/s})$  と  $\beta(5, 10, 15, 20, 25^\circ)$  と非常に近い値となった。

Table 5-2 Impact velocity and impact angle for each condition.

		No.1		No.2		No.3		No.4		No.5	
Impact velocity $V$ (m/s)	$V_x$	588	67.1	603	83.1	618	99.2	599	104	614	111
	$V_y$		-584		-597		-610		-590		-605
Impact angle $\beta$ (°)		4.8		10.0		15.1		20.2		25.5	

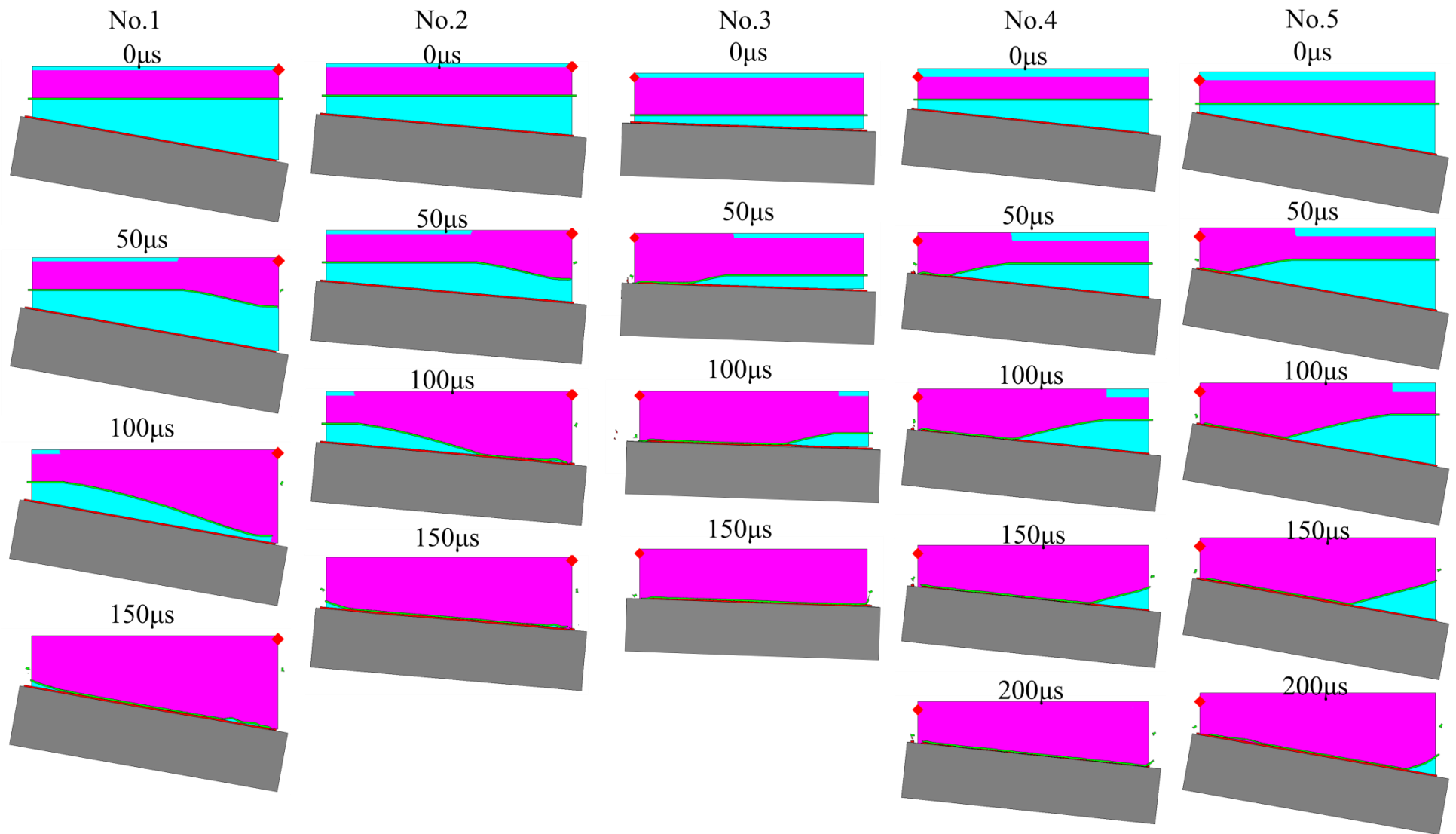


Fig.5- 5 Detonation process reproduced by using Mode 1 for No.1~5.

### 3. 爆発圧接の実験方法と界面組織の観察方法

#### 3.1. 2.3 Model 2 の寸法と各領域の平滑化長さ

で求めた  $V=600\text{m/s}$  で、 $\beta=5, 10, 15, 20, 25^\circ$ となる5つの実験条件(No.1~5)で、Cu/Ni 爆発圧接材を作製した。Flyer plate に無酸素銅(Cu)、Parent plate に工業用純ニッケル(Ni)を使用した。板材の寸法は  $300\times 300\times 2\text{mm}$  である。鋼製の固定具の上に Parent plate を置き、スペイサーを用いて Flyer plate と Parent plate の間に  $7\sim 20\text{mm}$  の間隔を設けた。Flyer plate は、Parent plate に対して初期傾斜  $\alpha=2\sim 10^\circ$  だけ傾けて設置した。爆薬には、硝酸アンモニウムを主成分とした爆薬を用い、各条件の爆薬質量/飛翔板質量比(E/M 比)を、それぞれ、 $1.12(5^\circ)$ 、 $1.12(10^\circ)$ 、 $1.56(15^\circ)$ 、 $0.93(20^\circ)$ 、 $0.93(25^\circ)$ とした。爆薬を Flyer plate の上面に設置し、雷管から爆薬を起爆した。圧接材の作製は室温、大気圧下で実施した。

Cu/Ni 接合材には起爆点から  $100\text{mm}$  以上離れた位置から、波状界面の振幅と波長が一定となる定常部が見られた。そこで Cu/Ni 圧接材を爆轟の進行方向に沿って切断し、起爆点から  $180\text{mm}$  の位置から縦  $10\text{mm}\times$ 横  $20\text{mm}$  の寸法の組織観察用試験片を採取した。

試験片の断面を SiC 研磨紙(#120~#2000)とダイヤモンドペースト(粒度  $6\mu\text{m}\sim 1\mu\text{m}$ )で機械研磨し、OPS を用いて鏡面に仕上げ、OM を用いて界面組織を観察した。

### 4. Model 2 と Model 3 を用いた解析

#### 4.1. 波状界面形成解析(Model 2)

SPH 法を用い、接合界面の波状界面形成過程とそれに伴う温度上昇を再現する Model 2 の解析モデルの模式図を Fig.5- 6 に示す。Model 2 の対称系は奥行き方向に無限遠に続くと仮定した2次元平板体系とし、単位系は mm, mg,  $\mu\text{s}$  とした。Model 2 では、解析モデル内の Flyer plate と Parent plate の寸法をそれぞれ横  $20\text{mm}\times$ 縦  $2\text{mm}$  とし、Anvil は、横  $20\text{mm}\times$ 縦  $20\text{mm}$  とした。Flyer plate, Parent plate ならびに Anvil の状態方程式と構成則は Model 1 と同じである。Anvil の最下部を固定するため、Anvil の最下部から  $1\text{mm}$  の範囲に位置する SPH 粒子に Fixed layer を設けた。

第3章と同様 0、本章の Model 2 でも、Fig.5- 6 に示すように、平滑化長さを場所によって変化させた。波状界面が形成される Flyer plate と Parent plate の衝突面から  $1\text{mm}$  以内の領域においては、平滑化長さを  $10\mu\text{m}$  とした。それ以上の厚さ方向の領域においては、波状界面形成の影響が小さいと考えられるため、平滑化長さを  $20\mu\text{m}$  とした。Anvil に関しても、波状界面のような大きな変形は生じないため、細かい平滑化長さを必要としない。そこで、Anvil を 1~3 の領域にわけ、それぞれにおいて  $40, 80, 160\mu\text{m}$  の異なる平滑化長さを設定し、Model 2 の解析要素を削減した。なお Anvil 1 ならびに 2 の厚さは  $1\text{mm}$  で、Anvil 3 の厚さは、 $18\text{mm}$  とした。

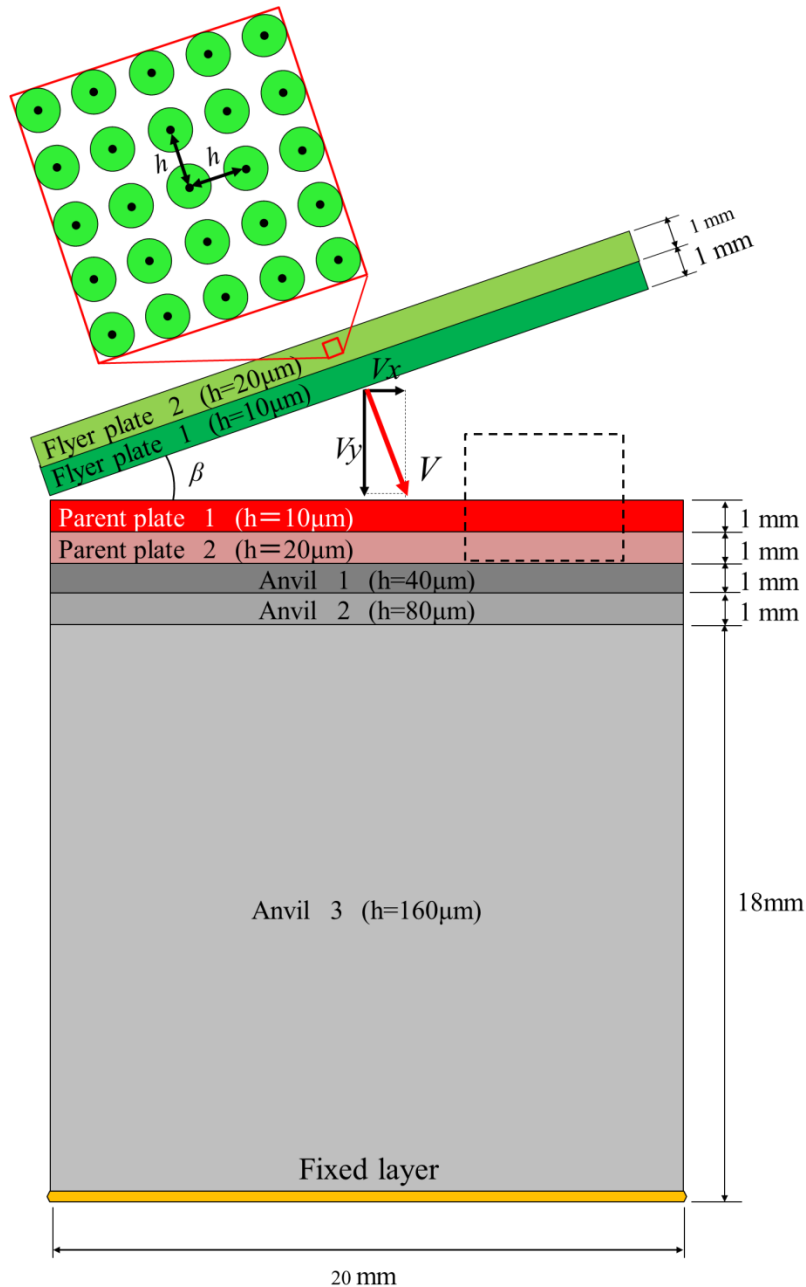


Fig.5- 6 Schematic illustration of the Model 2.

#### 4.2. 熱伝導解析(Model 3)

接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現する Model 3 では、Fig.5- 6 中の破線内(Flyer plate, Parent plate ならびにそれらの接合界面を含むような横 5mm×縦 4mm の領域)をモデル化した。なお Model 3 には Anvil を含めない。解析モデルのメッシュサイズ  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  は 10 μm とし、時間ステップ  $\Delta t$  は第 2 章で述べた CFL 条件を考慮し、0.25 μs とした。Model 3 の計算方法、解析モデルの概要については第 2 章を参照されたい。

Model 2 で再現した波状界面の物質分布、温度分布ならびに局所融解領域の物質分布をもとに Model 3 の解析を行う。そのためには、Model 3 の初期条件となる接合界面の温度分布

と Cu, Ni, 局所融解領域ならびに合金化領域の熱拡散率が必要となるが, この熱拡散率の定義については後述する. 具体的な解析モデルの作製方法については, 第3章を参照していただきたい.

## 5. 実験結果ならびに数値解析結果

### 5.1. Cu/Ni 爆発圧接界面組織

#### 5.1.1. Cu/Ni 爆発圧接材の外観

Fig.5-7 は,  $\beta=5\sim 25^\circ$ における Cu/Ni 爆発圧接材の外観を示す. 超音波探傷試験の結果,  $\beta=5^\circ$ と  $10^\circ$ では, 接合界面で剥離している領域(図内の青線で囲まれた領域)が確認された.

特に  $\beta=5^\circ$ では, 剥離した領域が広く, 接合面の約 70~80%が剥離していた.  $\beta=10^\circ$ では, 接合面の約 10~20%が剥離していた.  $\beta=5^\circ$ と  $10^\circ$ で見られた剥離部分は, 図に示すように, Flyer plate の Cu 板が膨らんでいた.

一方,  $\beta=15\sim 25^\circ$ では,  $\beta=25^\circ$ の起爆点付近にわずかに剥離した領域が見られたものの, ほぼ全面で接合がなされていた. また  $\beta=15^\circ\sim 25^\circ$ では, 膨れや反戻りといった変形も特に見られなかった.

#### 5.1.2. 接合界面の光学顕微鏡組織

Fig.5-8 に,  $\beta=5\sim 25^\circ$ の Cu/Ni 爆発圧接材における接合界面の光学顕微鏡写真を示す. なお各条件で, 上側が Cu, 下側が Ni であり, エッチング等は行っていない.

$\beta=5^\circ$ では, 接合界面で剥離が生じていた. 剥離面の Cu 側には  $50\mu\text{m}$  程度の厚さの Ni の色に似た合金化領域が見られ, その層内にはボイドが見られた. Ni 側には多くのボイドを含む厚さ  $200\mu\text{m}$  程度の合金化領域が見られた.

$\beta=10^\circ$ では, 波高と波長が, それぞれ  $390\mu\text{m}$ ,  $680\mu\text{m}$  の明瞭な波状界面が観察された. 各波の前後には, 合金化領域が見られた. 合金化領域の中央部にはボイドが観察された.

$\beta=15^\circ$ では,  $10^\circ$ に比べて波高と波長が, それぞれ  $530\mu\text{m}$ ,  $970\mu\text{m}$  と大きくなり, キノコ状の様相を呈する正弦波状の波状界面が観察された. 波の前後には  $10^\circ$ の場合と同様に合金化領域が見られた.

$\beta=20^\circ$ では,  $15^\circ$ に比べてさらに波高と波長がそれぞれ,  $720\mu\text{m}$ ,  $1560\mu\text{m}$  と大きくなった. キノコ状の様相を呈する正弦波状の波状界面が観察され, 波の前後には合金化領域が見られた. ただし, Ni 側の合金化領域の大きさは  $\beta=10^\circ$ ならびに  $15^\circ$ の場合に比べ小さくなっていった.

$\beta=25^\circ$ では, 波高が  $900\mu\text{m}$ , と波長が  $2000\mu\text{m}$  と最も大きい, キノコ状の様相を呈する正弦波状の波状界面が観察された. 一方, 接合界面に観察される合金化領域の大きさはすべての条件の中で最も小さく, Ni 側の渦部にわずかに観察されるのみであった.

このように, 衝突角度によって界面形態は大きく異なり,  $\beta$  の増加とともに波の波高と波長は大きくなるが, 接合界面に生成される合金化領域の大きさは逆に小さくなることがわかった.

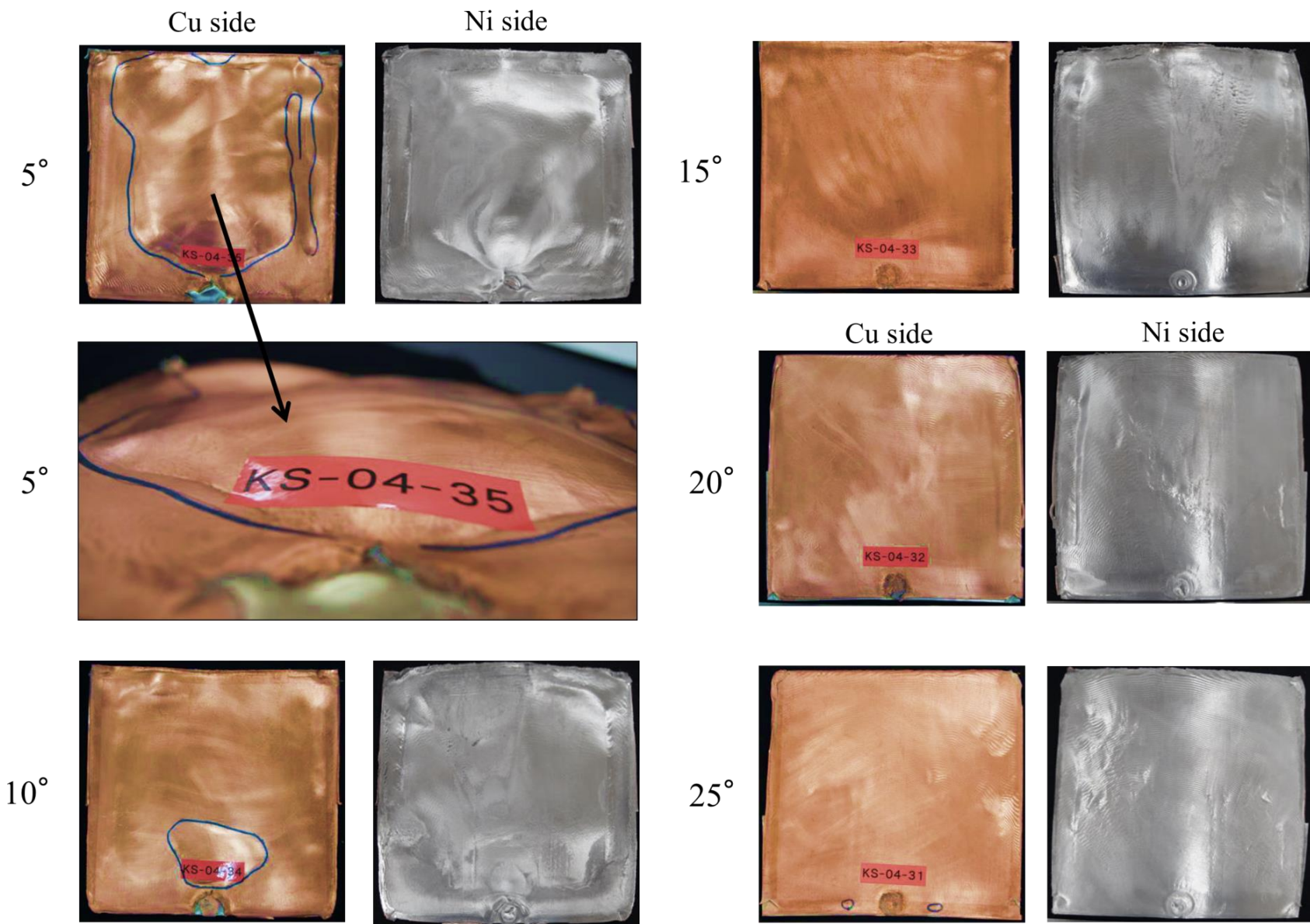


Fig.5- 7 Outlook of the explosive welded Cu/Ni joint for each condition.

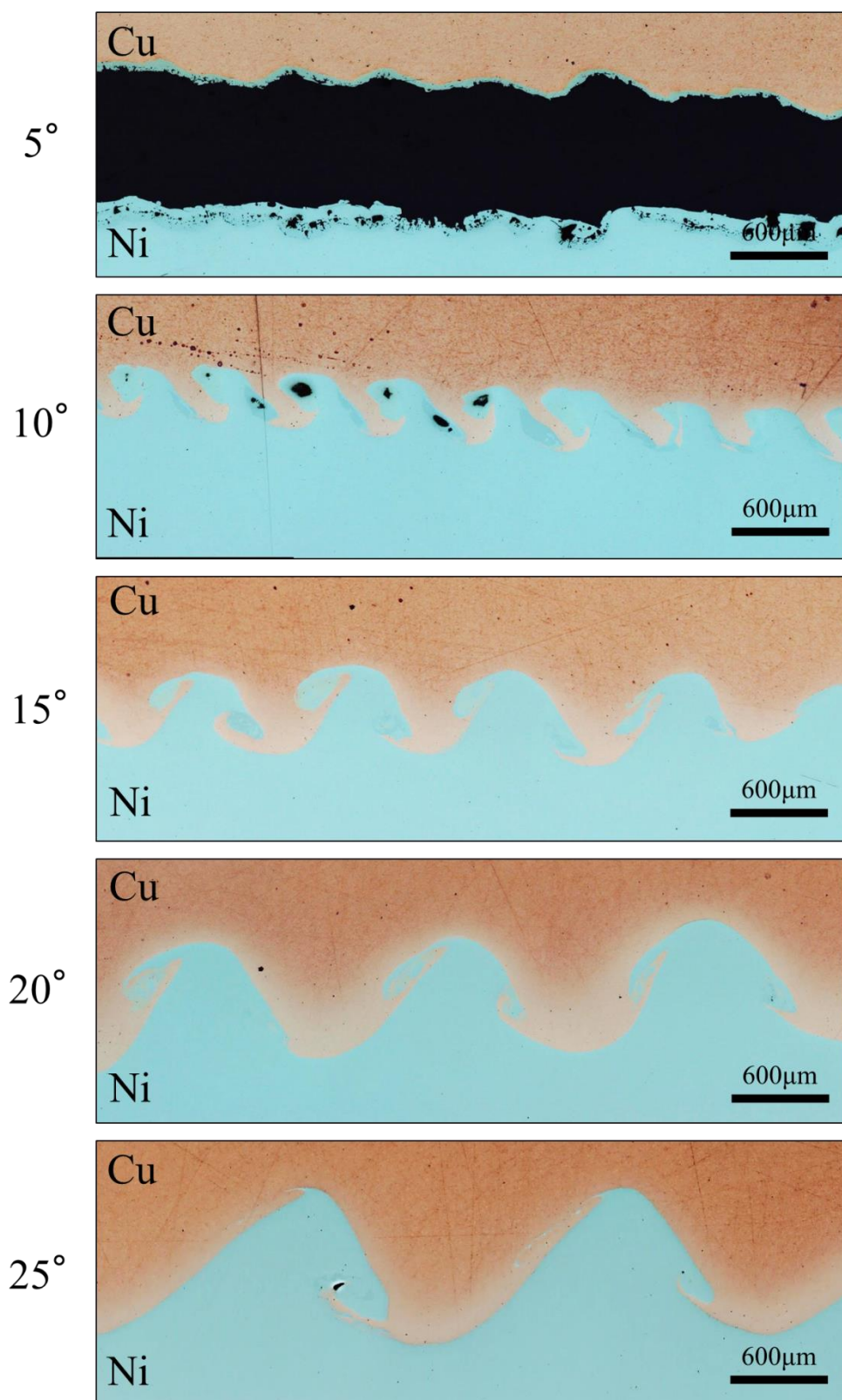


Fig.5- 8 Optical micrograph of the Cu/Ni interface for  $\beta=5\sim 25^\circ$ .

## 5.2. Cu/Ni 接合材のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程

Model 1(Euler-Lagrange coupling model)で求めた  $V$  と  $\beta$ (Table 5-2 を参照)をもとに, Model 2(SPH model)でメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程を再現した. 以下に各衝突角度におけるメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程を示す.

### 5.2.1. $\beta=5^\circ$

Fig.5-9 は,  $\beta=5^\circ$ における  $2.0\sim 2.7\mu\text{s}$ ( $0.1\mu\text{s}$  間隔)の間の界面形成過程を示す.  $\beta=5^\circ$ では, 衝突点からメタルジェットは放出されなかった. また接合界面は平坦で, 波は形成されなかった.

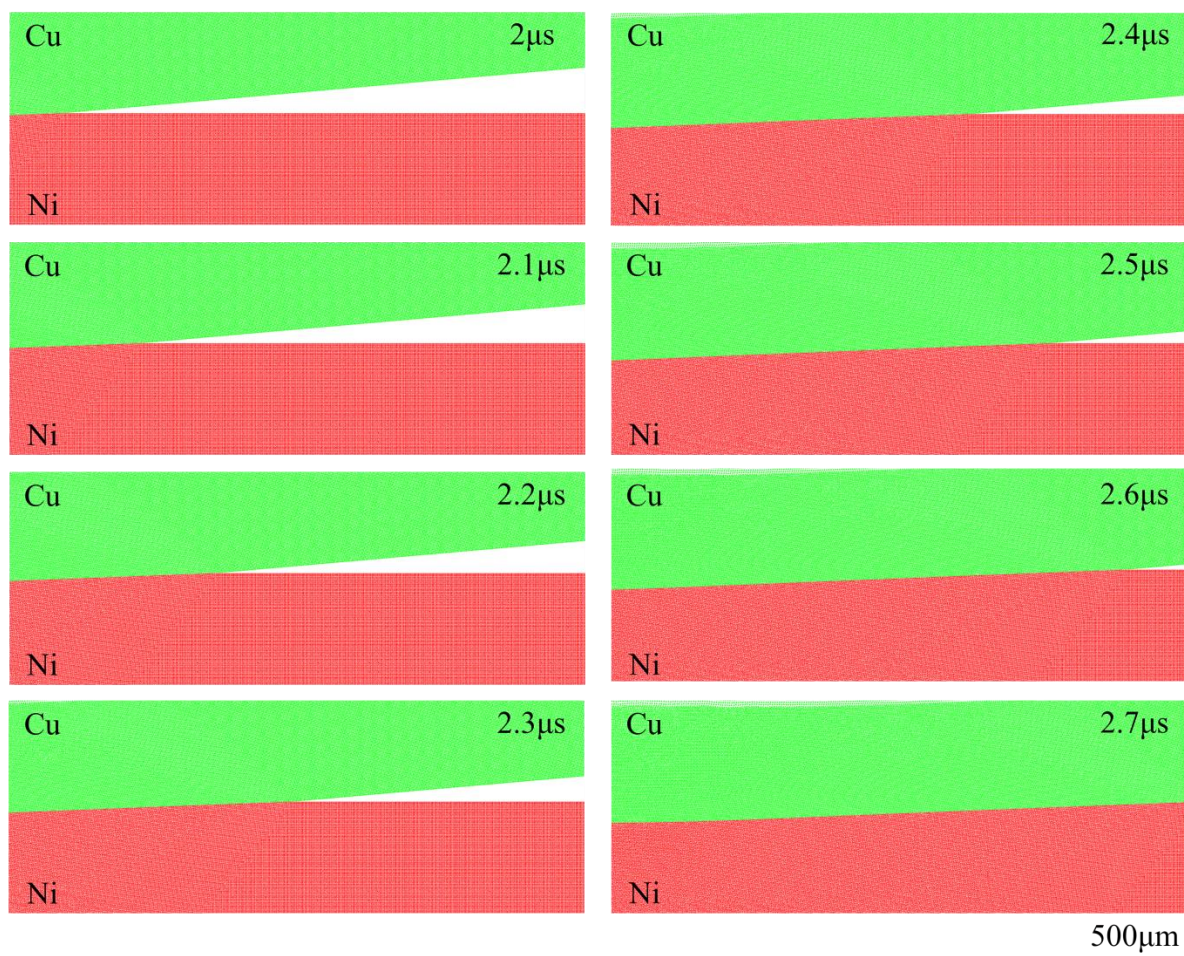


Fig.5- 9 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=5^\circ$ .

### 5.2.2. $\beta=10^\circ$

Fig.5- 10 は,  $\beta=10^\circ$ における  $3.5\sim 5.0\mu\text{s}$ ( $0.1\mu\text{s}$  間隔)のメタルジェットの放出挙動と波状界面形成過程を示す. 衝突点からメタルジェットが放出された. メタルジェットとして放出された Cu と Ni の SPH 粒子はランダムに混ざり合っていた. 波状界面は, 衝突点前方の Cu と Ni 表面にメタルジェットが交互に衝突することで形成された. また波の前後には, Cu と Ni

の SPH 粒子が混ざり合う渦部が形成された。  $\beta=10^\circ$  の波はほぼ一定の波高と波長を有し、それぞれ  $300\mu\text{m}$ 、 $520\mu\text{m}$  であった。

### 5.2.3. $\beta=15^\circ$

Fig.5-11 に、 $\beta=15^\circ$  における  $5.2\sim 6.7\mu\text{s}$  ( $0.1\mu\text{s}$  間隔) のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程を示す。衝突点からメタルジェットが放出され、放出されたメタルジェットの Cu と Ni の SPH 粒子はランダムに混ざり合っていた。放出されたメタルジェットは分散した状態で衝突点前方に放出されたが、 $\beta=10^\circ$  に比べ、SPH 粒子がまとまっている部分も見られた。

衝突点前方の Cu と Ni 表面にメタルジェットが交互に衝突することでキノコ状の様相を呈した正弦波状の波状界面が形成された。また波の前後には、Cu と Ni の SPH 粒子が混ざり合う渦部が形成された。接合界面に形成された波の波高と波長は、 $\beta=10^\circ$  に比べて大きくなり、それぞれ  $500\mu\text{m}$ 、 $960\mu\text{m}$  であった。

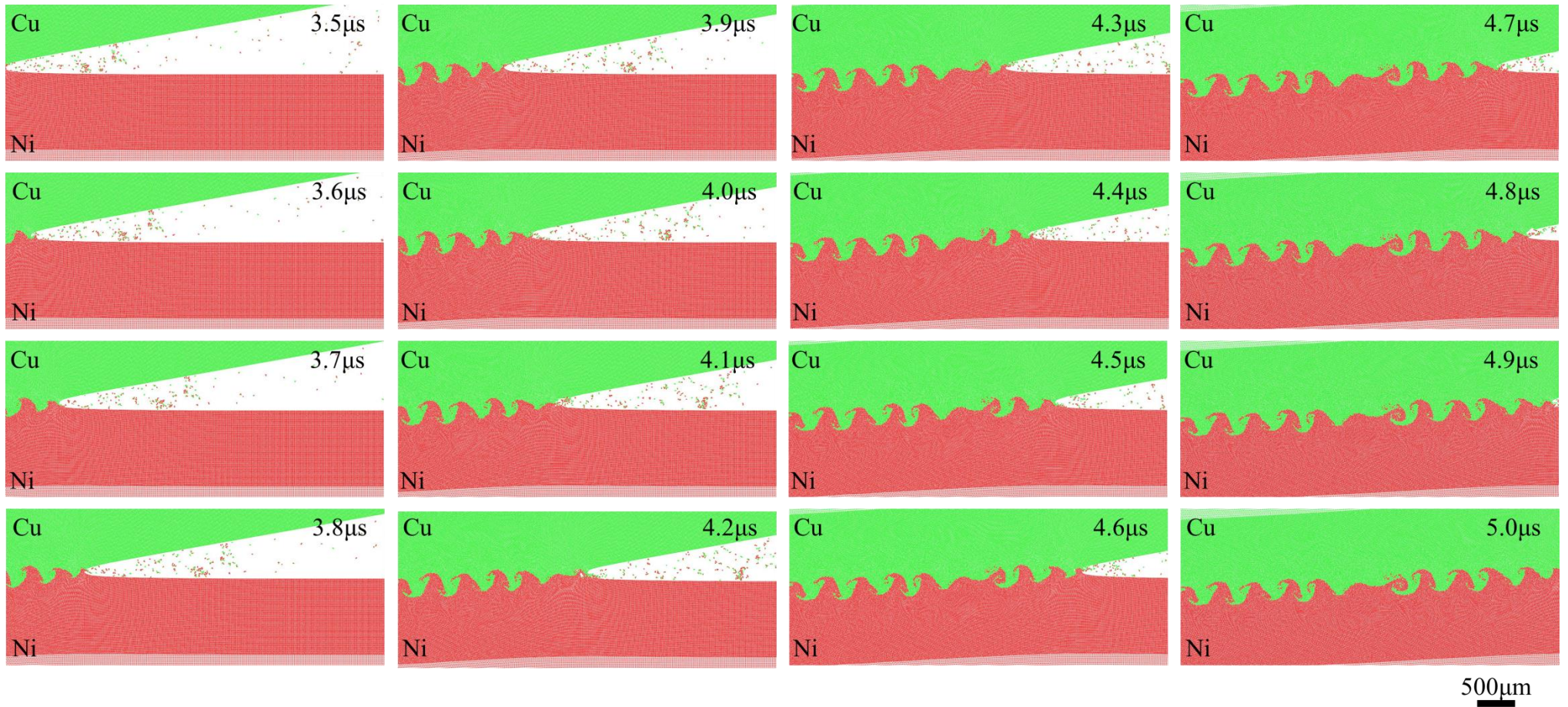


Fig.5- 10 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=10^\circ$ .

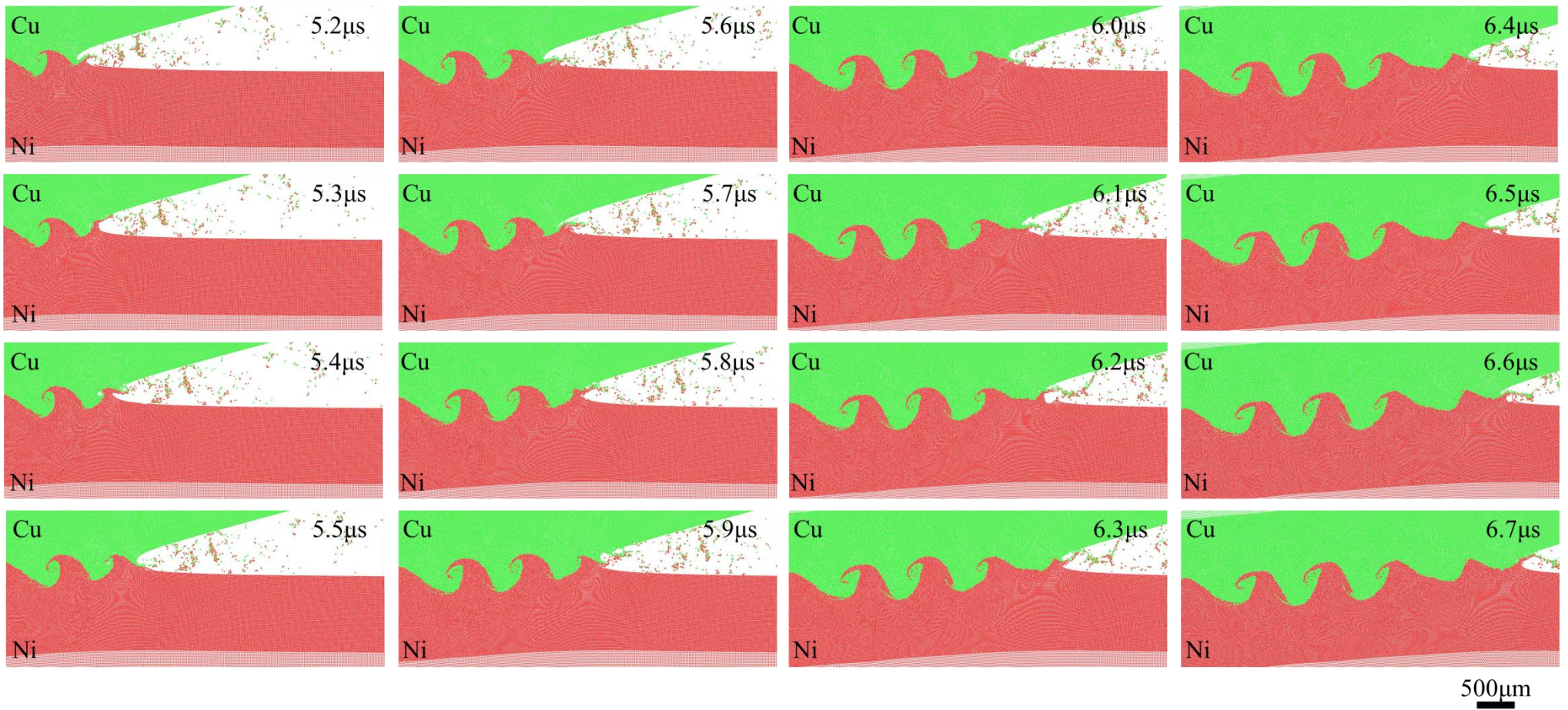


Fig.5- 11 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=15^\circ$

#### 5.2.4. $\beta=20^\circ$

##### 5.2.4.1. Model 2 の解析結果と Model 2 の改良

Fig.5- 12 は、Model 2 で再現した  $\beta=20^\circ$  における  $8.4\sim 9.6\mu\text{s}$  までのメタルジェット放出挙動と接合界面の形成過程を示す。 $\beta=20^\circ$  では、メタルジェットが  $\beta=$  の二等分線方向に放出され、衝突点前方の金属表面に衝突することはなかった。また、放出されたメタルジェットの Cu と Ni の SPH 粒子は混ざり合うことはなく、上側が Cu、下側が Ni の SPH 粒子となることがわかった。接合界面に波は形成されなかった。

ところが、Fig.5- 8 に示したように、この条件で作製した爆発圧接材の実際の接合界面には大きな波状界面が観察されていた。よって、この場合には数値解析結果と実験結果は異なっていた。

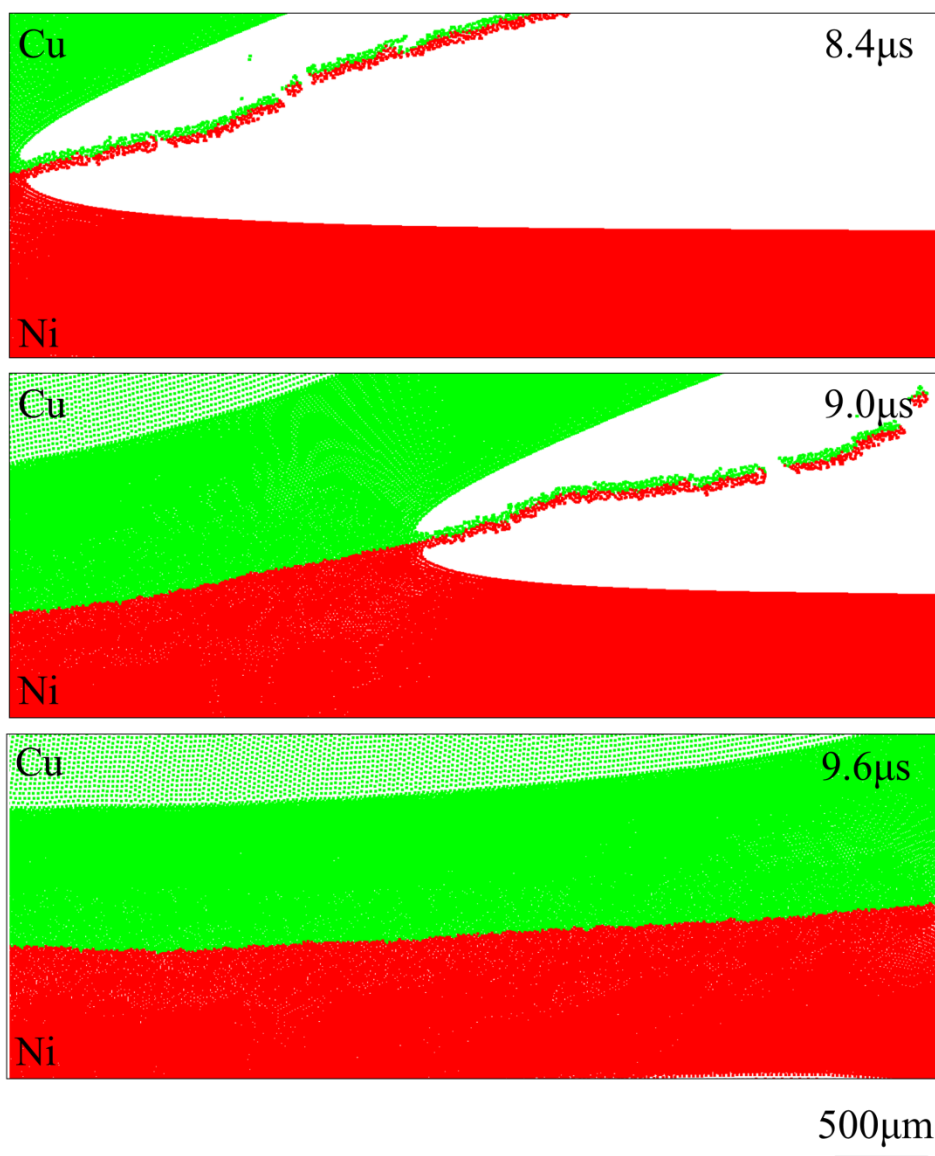


Fig.5- 12 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=20^\circ$  by using Model 2 as shown in Fig.5- 6.

もし爆発圧接材の作製において人為的なミスがないとすると、数値解析において $\beta=20^\circ$ の条件で波状界面が形成されない原因は、Fig.5- 6に示した Mode 2 に問題があるだろう。そこで、解析モデルの改良を行い、解析を試行錯誤的に繰り返し実施した結果、次に示すように Model 2 の Flyer plate と Parent plate の横幅を 20mm から 100mm に変更すると、 $\beta=20^\circ$ でも波状界面が再現できることがわかった。

Fig.5- 13 に、Flyer plate, Parent plate ならびに Anvil の横幅を 20mm から 100mm に変更した新たな Model 2 の模式図を示す。改良前の Model 2 の衝突面の平滑化長さ  $h$  は  $10\mu\text{m}$  であったが、新たな Model 2 においては衝突面の平滑化長さが  $10\mu\text{m}$  では、要素数が膨大となり解析できなかった。そこで、Fig.5- 8 に示したように、 $\beta=20^\circ$ の波状界面は大きいことから、Flyer plate と Parent plate の衝突面の平滑化長さを大きくしても問題ないと考え、この条件では衝突面の平滑化長さを  $20\mu\text{m}$  とした。

改良した Model 2 についても、領域ごとに異なる平滑化長さを用いて要素数を削減した。波状界面が形成される Flyer plate と Parent plate の衝突面から 1mm 以内の領域においては平滑化長さを  $20\mu\text{m}$  とした。それ以上の厚さ方向の領域においては、波状界面形成の影響が小さいと考えられるため平滑化長さを  $40\mu\text{m}$  とした。Anvil に関しても波状界面のような大きな変形は生じないため細かい平滑化長さを必要としない。そこで、Anvil を 1~3 の領域にわけ、それぞれにおいて 80, 160,  $320\mu\text{m}$  の異なる平滑化長さを設定した。なお Anvil 1 ならびに 2 の厚さは 1mm, Anvil 3 の厚さは 18mm とした。

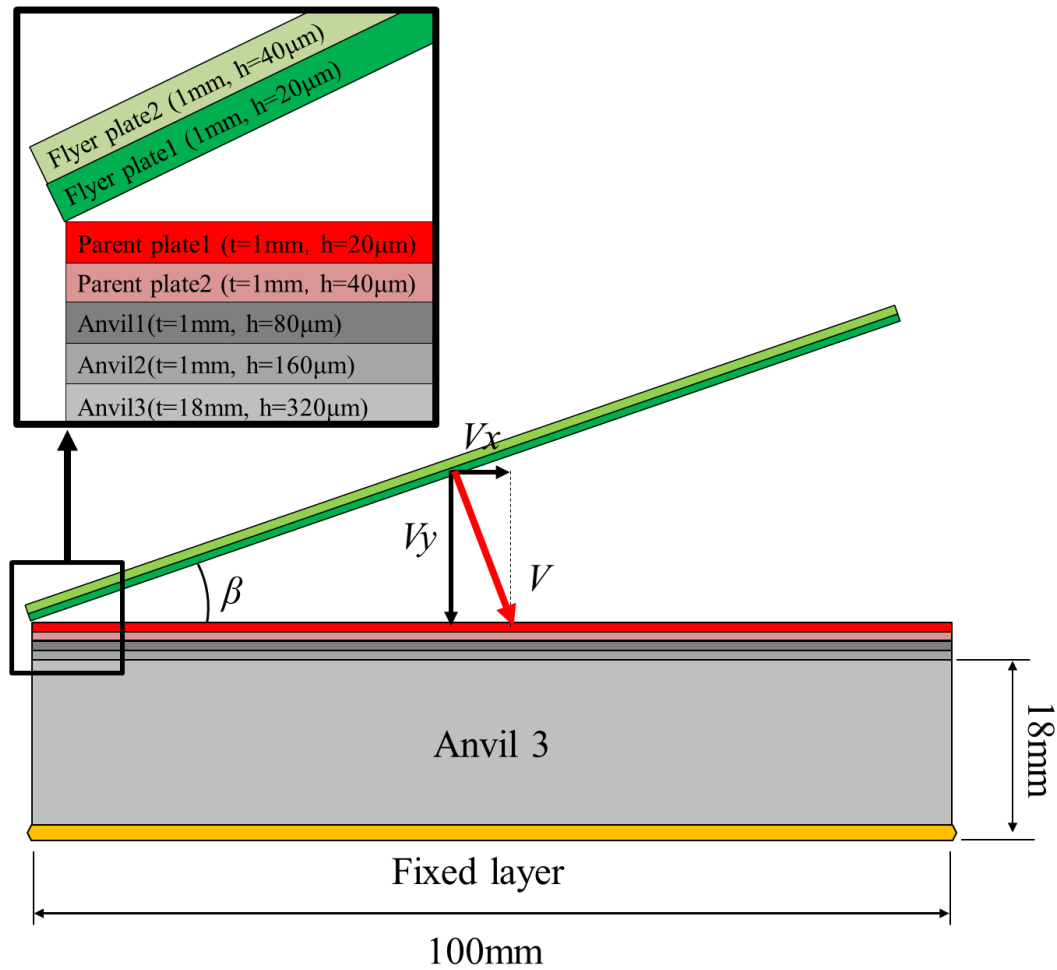


Fig.5- 13 Schematic illustration of the modified Model 2.

#### 5.2.4.2. 波状界面が形成され始める衝突点近傍の挙動

Fig.5- 14 は、 $\beta=20^\circ$ で波状界面が形成され始める  $7.0\sim 9.0\mu\text{s}$ ( $0.2\mu\text{s}$  間隔)における衝突点近傍の挙動を示す。  $7.0\mu\text{s}$  で、メタルジェットは Cu 表面に沿って放出された。

図内の矢印で示すように、Cu 表面に沿って放出されたメタルジェットの一部が、衝突点から離れた Cu 表面に衝突することで、Cu 表面が  $50\mu\text{m}$  程度くぼむことがわかった。そのくぼみが  $7.4\sim 7.6\mu\text{s}$  の間に衝突点に取り込まれ、そこで乱れが生じ、メタルジェットの放出方向が Ni 表面方向へと変化した。Ni 表面に向かって放出されたメタルジェットは、 $8.0\mu\text{s}$  で Ni 表面に衝突し、 $8.2\sim 8.4\mu\text{s}$  の間、衝突点前方の Cu 表面に向かって放出された。そして、 $8.6\mu\text{s}$  で Cu 表面に衝突し、 $8.8\sim 9.0\mu\text{s}$  の間に再び Ni 表面に向かって放出された。この後、メタルジェットは衝突点前方の金属表面に交互に衝突し、接合界面に波状界面を形成し続けた。

### メタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程

Fig.5- 15 は、 $\beta=20^\circ$ における  $36.0\mu\text{s}\sim 39.0\mu\text{s}$  の間( $0.2\mu\text{s}$  間隔)のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程を示している。  $36.0\mu\text{s}\sim 39.0\mu\text{s}$  の間、衝突点からメタルジェットが、放出されている。メタルジェットとして放出された Cu と Ni の SPH 粒子はランダムに混ざり合っていたが、5~10 個程度にまとまっているものも見られる。

Fig.5- 14 に示したように、 $8\mu\text{s}$  付近までは、メタルジェットは衝突点前方の金属表面に衝突せず、波状界面は形成しなかった。しかし、ひとたびメタルジェットが衝突点前方の金属表面に衝突すると、その後は衝突点前方の金属表面に交互に衝突し続け、キノコ状の様相を呈した正弦波状の波状界面が形成した。また波の前後には Cu と Ni の SPH 粒子が混ざり合う渦部が形成された。接合界面に形成された波の波高と波長は、それぞれ  $610\mu\text{m}$ 、 $1752\mu\text{m}$  であった。

#### 5.2.5. $\beta=25^\circ$

$\beta=20^\circ$ と同様、 $\beta=25^\circ$ においても、Fig.5- 6 に示した Mode 2 を用いた場合には、Fig.5- 12 に示したようにメタルジェットは放出されるもののメタルジェットは衝突点前方の金属表面に衝突せず、波状界面は形成されなかった。そこで  $\beta=20^\circ$ と同様、改良した Model 2 を用いて解析を実施したところ、波状界面を再現することができた。

Fig.5- 16 は、 $\beta=25^\circ$ で波状界面が形成され始める  $30.0\sim 36.0\mu\text{s}$ ( $0.6\mu\text{s}$  間隔)における衝突点近傍の挙動を示す。メタルジェットは Cu 表面に沿って放出された。  $30.0\mu\text{s}$  の図内の矢印で示すように、Cu 表面に沿って放出されたメタルジェットの一部が、衝突点から離れた Cu 表面に衝突することで、Cu 表面が  $20\sim 40\mu\text{m}$  程度くぼんだ。さらに  $31.2\mu\text{s}$  で、メタルジェットは、衝突点前方の金属表面に衝突し、 $80\sim 100\mu\text{m}$  程度くぼんだ。このくぼみが、 $31.8\sim 33.0\mu\text{s}$  の間に衝突点に取り込まれると、そこで乱れが生じ、メタルジェットの放出方向が Ni 表面に向かって変化した。  $34.2\mu\text{s}$  で、メタルジェットが Ni 表面に衝突した。  $34.2\sim 34.8\mu\text{s}$  の間、メタルジェットは衝突点前方の Cu 表面に向かって放出された。そして、 $34.8\sim 35.4\mu\text{s}$  で Cu 表面に衝突し、その後メタルジェットは再び Ni 表面に向かって放出された。この後、メタルジェットは衝突点前方の金属表面に交互に衝突し、接合界面に波状界面を形成し続けた。

Fig.5- 17 は、 $\beta=25^\circ$ における  $53.0\mu\text{s}\sim 56.0\mu\text{s}$  の間( $0.2\mu\text{s}$  間隔)のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程を示している。衝突点からは、10~20 個程度にまとまったクラスター状のメタルジェットが放出された。

Fig.5- 16 に示したように、 $32\mu\text{s}$  付近まではメタルジェットが衝突点前方の金属表面に衝突せず、波状界面は形成しなかった。しかし、 $\beta=20^\circ$ と同様、ひとたびメタルジェットが衝突点前方の金属表面に衝突すると、その後も衝突点前の金属表面に交互に衝突し続け、キノコ状の様相を呈した正弦波状の波状界面が形成された。また波の後方には Cu と Ni の SPH 粒子が混ざり合う渦部が形成されたが、波の前方には渦部は確認できなかった。接合界面に形成された波の波高と波長は  $710\mu\text{m}$ 、 $2460\mu\text{m}$  であった。

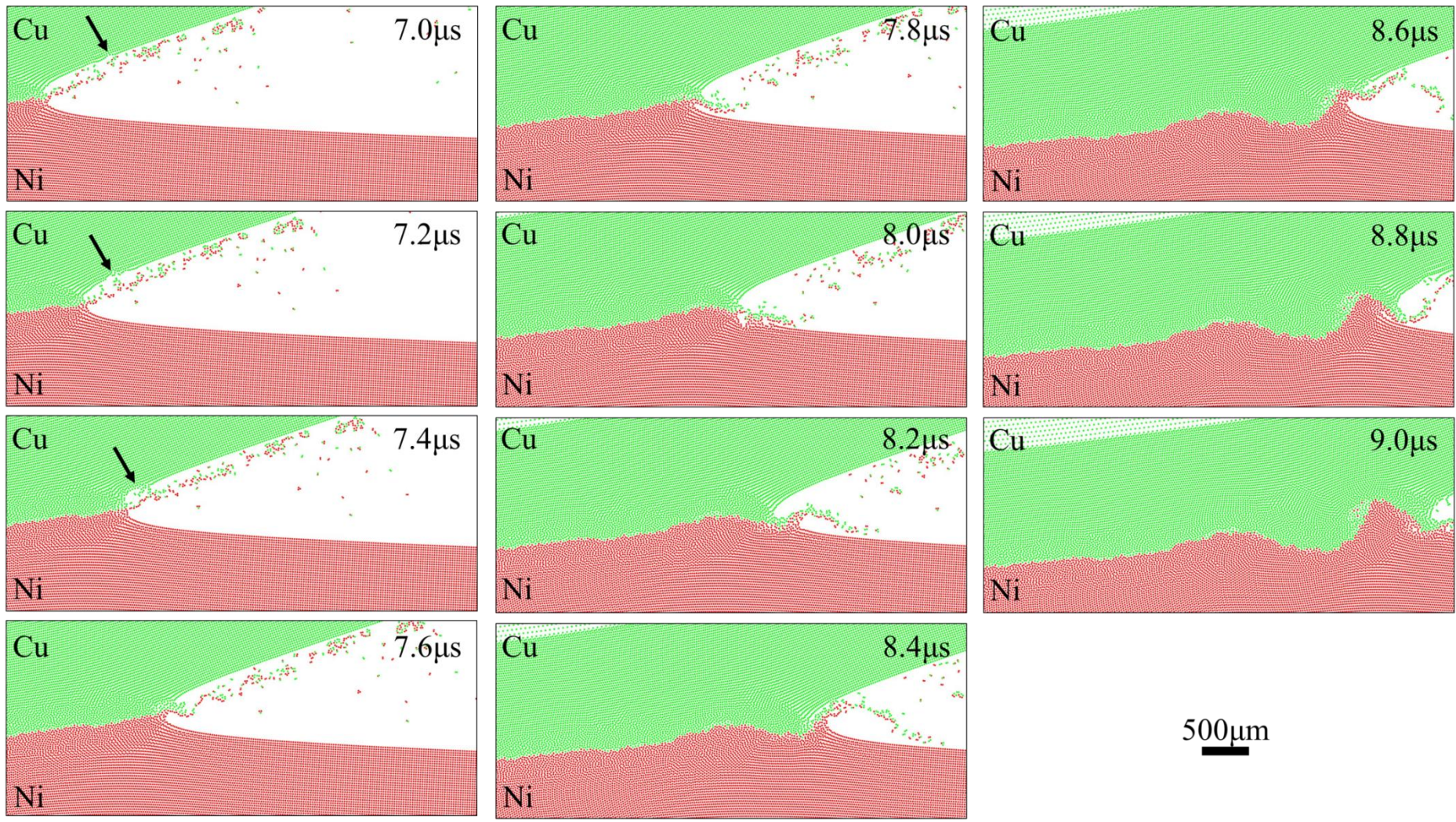


Fig.5- 14 Metal jet emission and initiation of wavy interface for  $\beta=20^\circ$ .

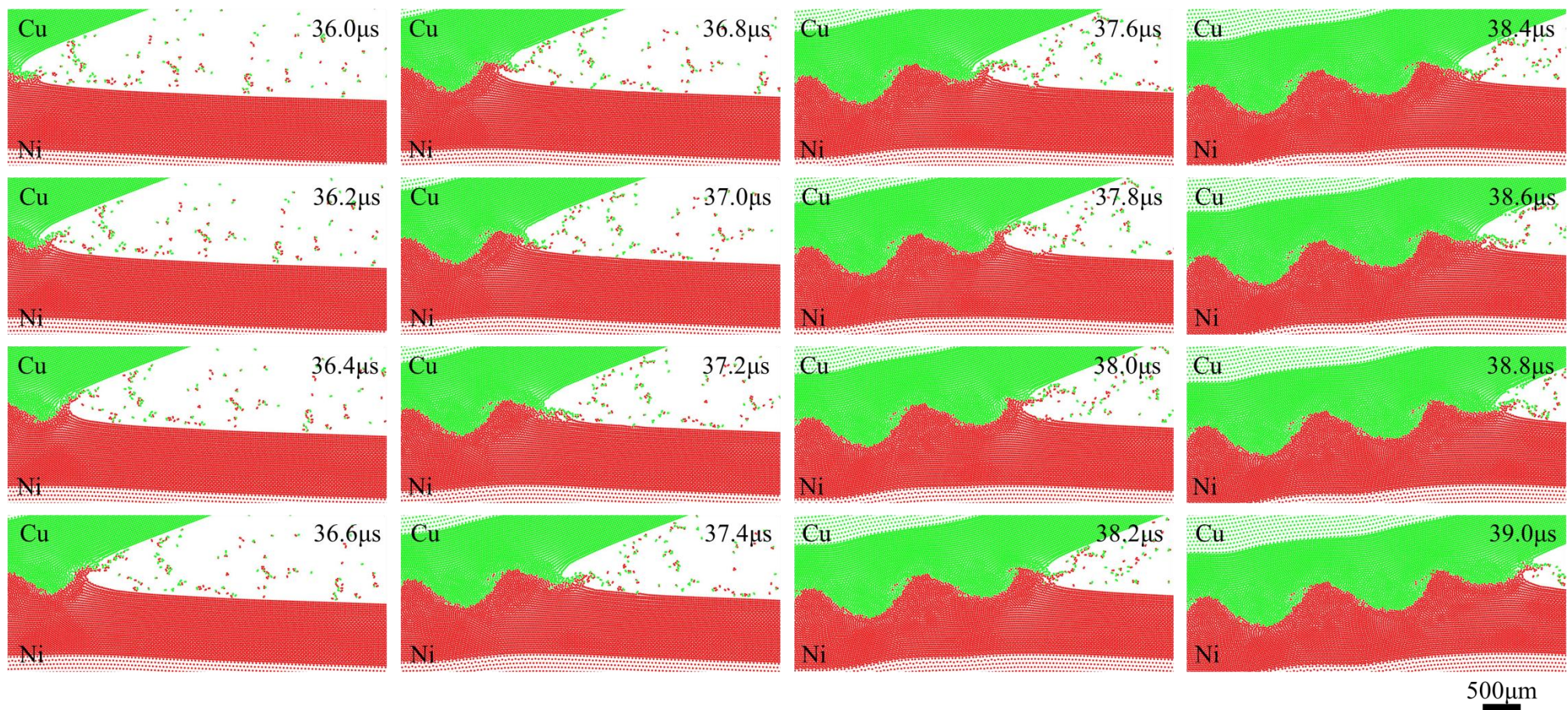


Fig.5- 15 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=20^\circ$  by using Model 2 as shown in Fig.5- 13.

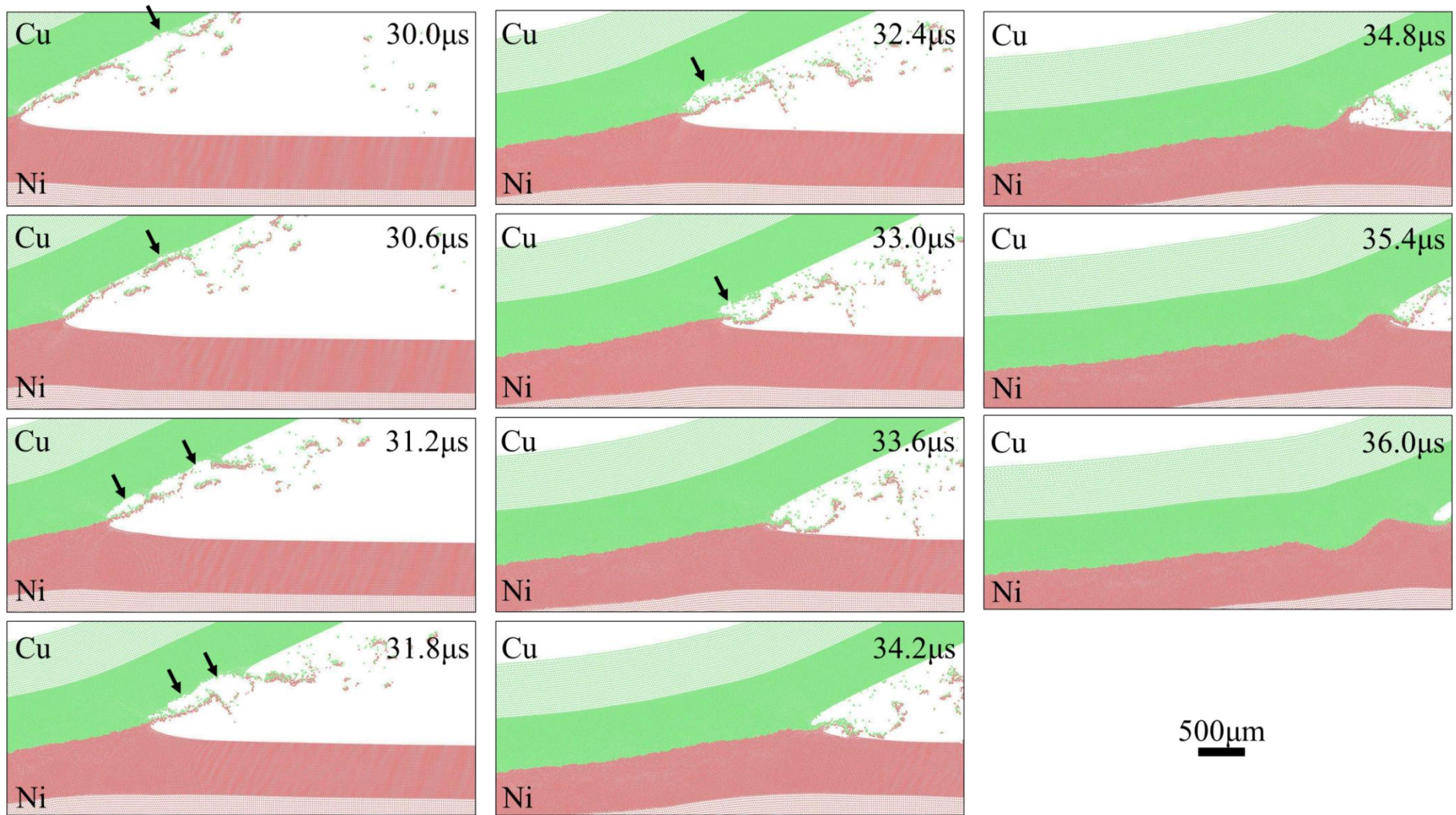


Fig.5- 16 Metal jet emission and initiation of wavy interface for  $\beta=25^\circ$ .

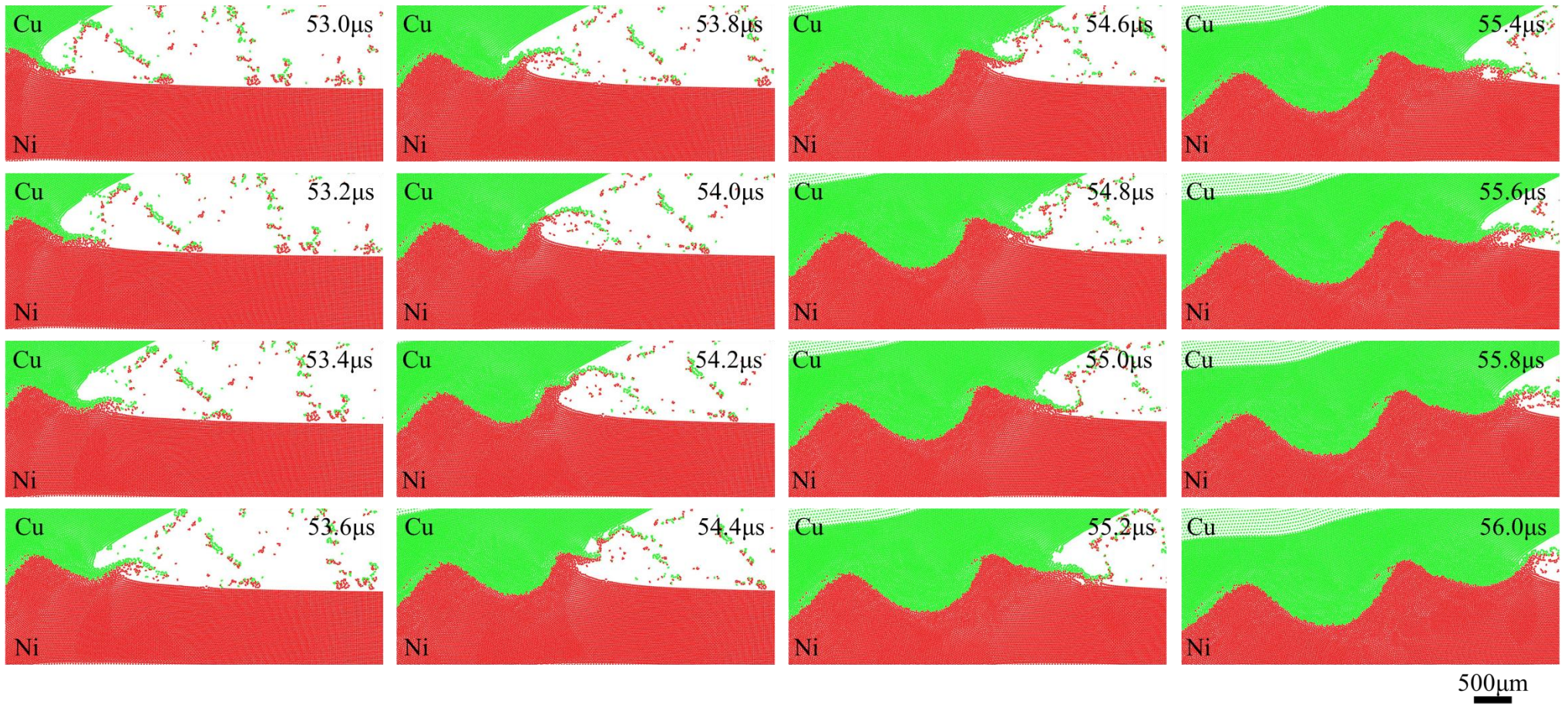


Fig.5- 17 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=25^\circ$  by using Model 2 as shown in Fig.5- 13.

### 5.3. 接合界面の圧力変化

#### 5.3.1. $\beta=5^\circ$

Fig.5- 18 は、 $\beta=5^\circ$ における  $2\mu\text{s}$ 、 $2.3\mu\text{s}$  ならびに  $2.7\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。接合界面近傍は  $30\text{GPa}$  を超える圧力となることがわかった。Cu と Ni の母材内部には衝撃波が生じ、圧力は  $15\sim 20\text{GPa}$  まで上昇した。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $0.7\mu\text{s}$  程度であった。

#### 5.3.2. $\beta=10^\circ$

Fig.5- 19 は、 $\beta=10^\circ$ における  $3.5\mu\text{s}$ 、 $4.2\mu\text{s}$  ならびに  $5.0\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は最大で  $20\sim 25\text{GPa}$  程度、衝突点周囲の圧力は  $10\sim 15\text{GPa}$  に達した。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $0.7\mu\text{s}$  程度であった。

#### 5.3.3. $\beta=15^\circ$

Fig.5- 20 は、 $\beta=15^\circ$ における  $5.2\mu\text{s}$ 、 $6.0\mu\text{s}$  ならびに  $6.9\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は  $\beta=10^\circ$  に比べて低く、最大で  $15\sim 10\text{GPa}$  程度であった。衝突点周囲の圧力は  $5\sim 10\text{GPa}$  に達したが、その範囲は、 $\beta=10^\circ$  に比べて小さくなった。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $0.8\mu\text{s}$  以下であった。

#### 5.3.4. $\beta=20^\circ$

Fig.5- 21 は、 $\beta=20^\circ$ における  $36.0\mu\text{s}$ 、 $37.4\mu\text{s}$  ならびに  $39.0\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は  $\beta=15^\circ$  に比べて低く、最大で  $5\sim 10\text{GPa}$  程度であった。また、 $\beta=10^\circ$ 、 $15^\circ$  のように、衝突点周囲の  $5\text{GPa}$  を超えるような圧力上昇は見られなかった。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $1\mu\text{s}$  以下であった。

#### 5.3.5. $\beta=25^\circ$

Fig.5- 22 は、 $\beta=25^\circ$ における  $53.0\mu\text{s}$ 、 $54.4\mu\text{s}$  ならびに  $56.0\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は最大で  $5\sim 10\text{GPa}$  程度であり、圧力の上昇する範囲は  $20^\circ$  に比べて小さい。また、 $\beta=20^\circ$  と同様に、衝突点周囲の  $5\text{GPa}$  を超えるような圧力上昇は見られなかった。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $1\mu\text{s}$  以下であった。

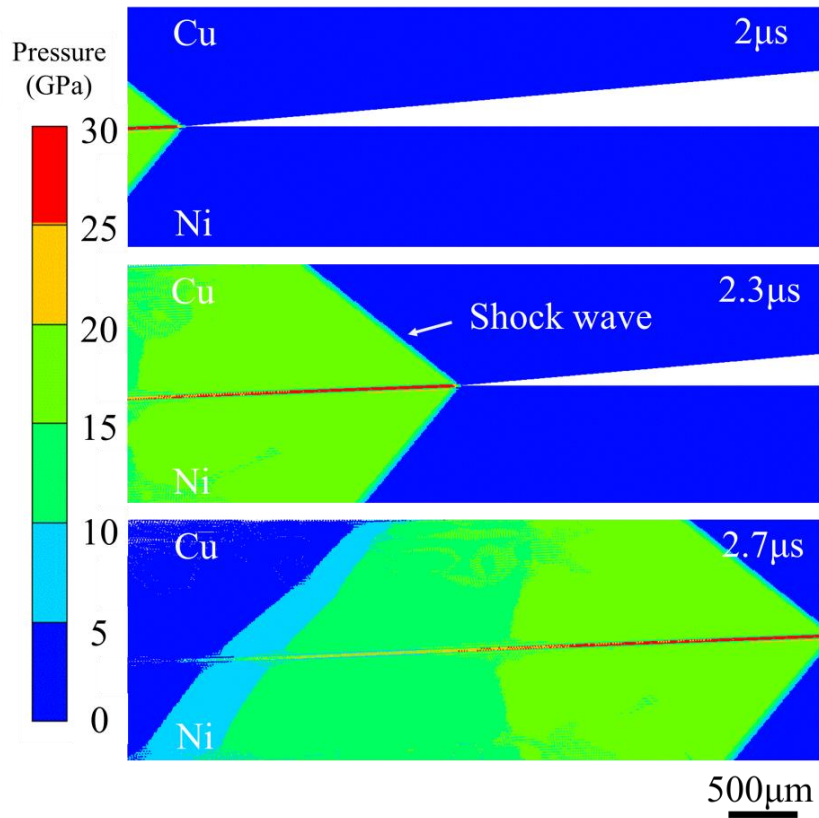


Fig.5- 18 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=5^\circ$ .

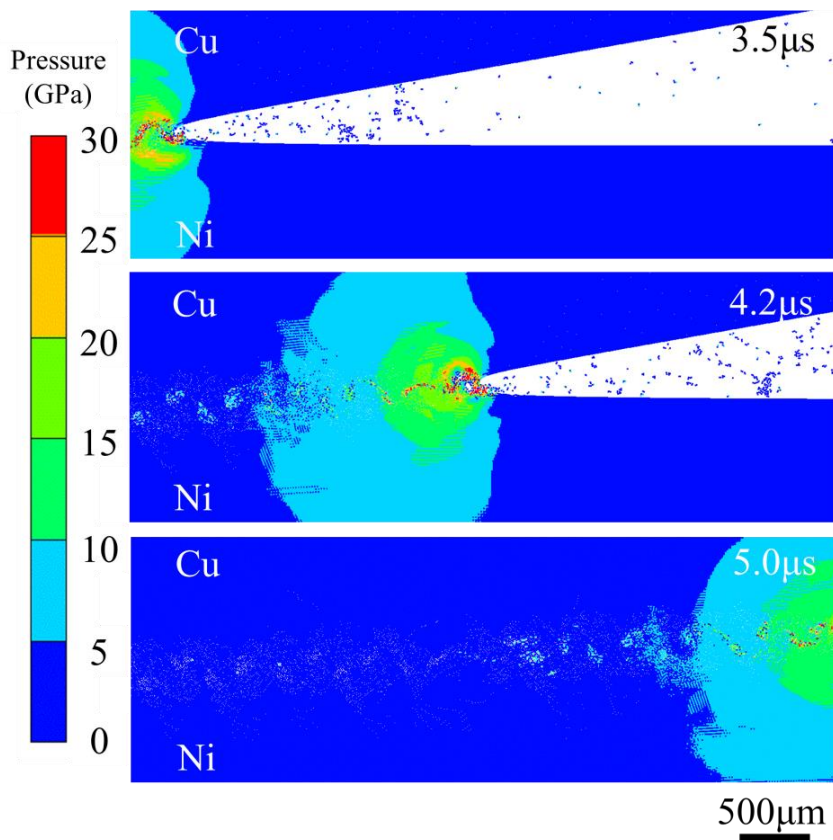


Fig.5- 19 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=10^\circ$ .

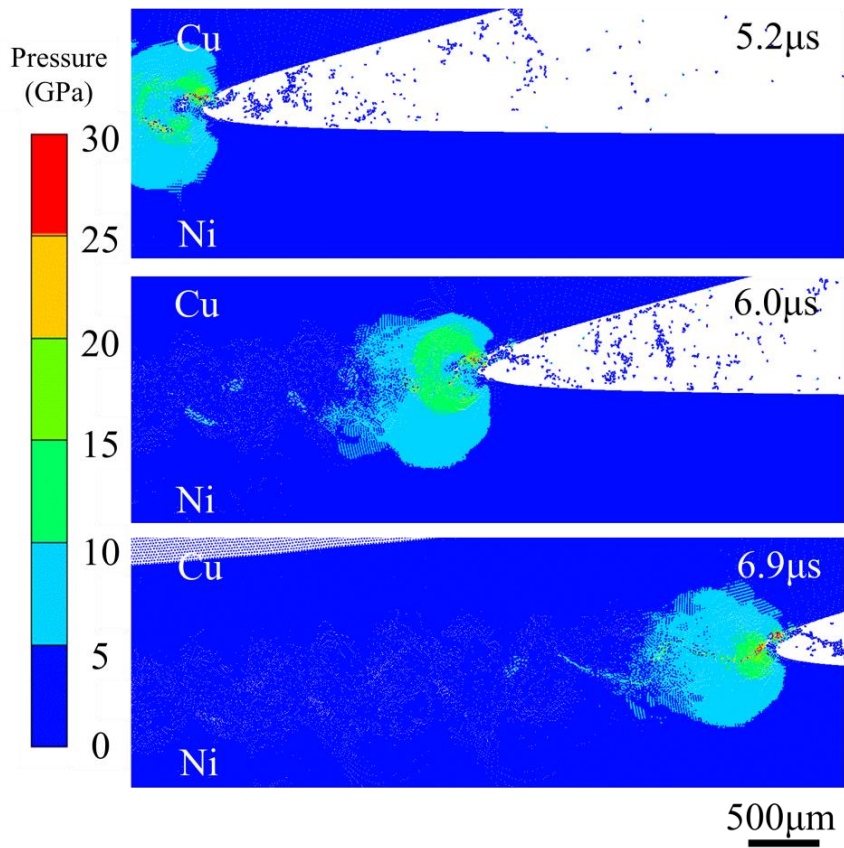


Fig.5- 20 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=15^\circ$ .

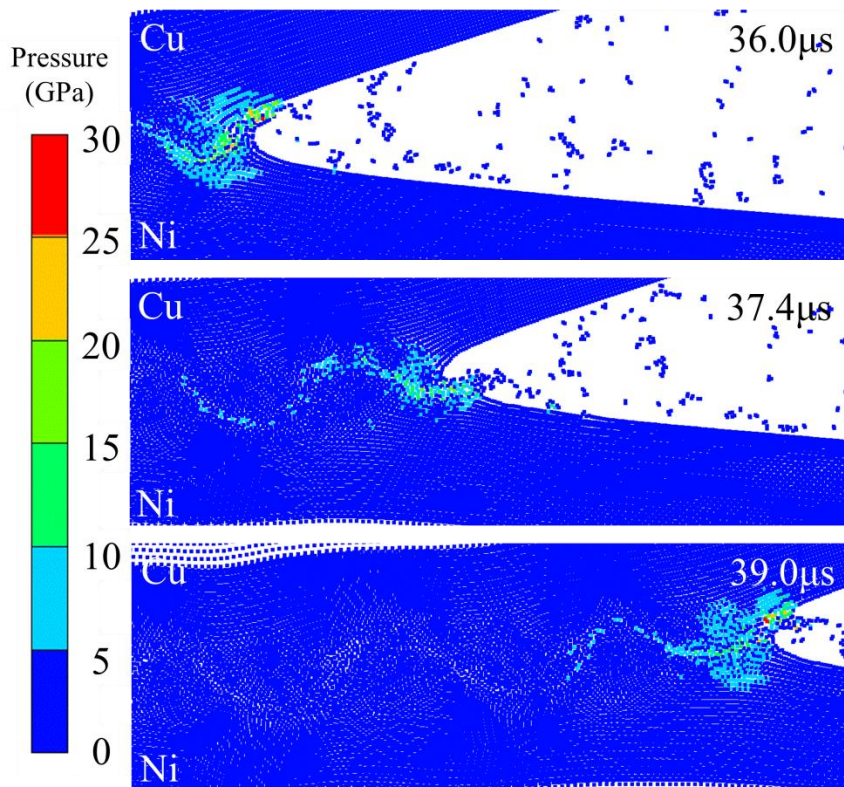


Fig.5- 21 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=20^\circ$ .

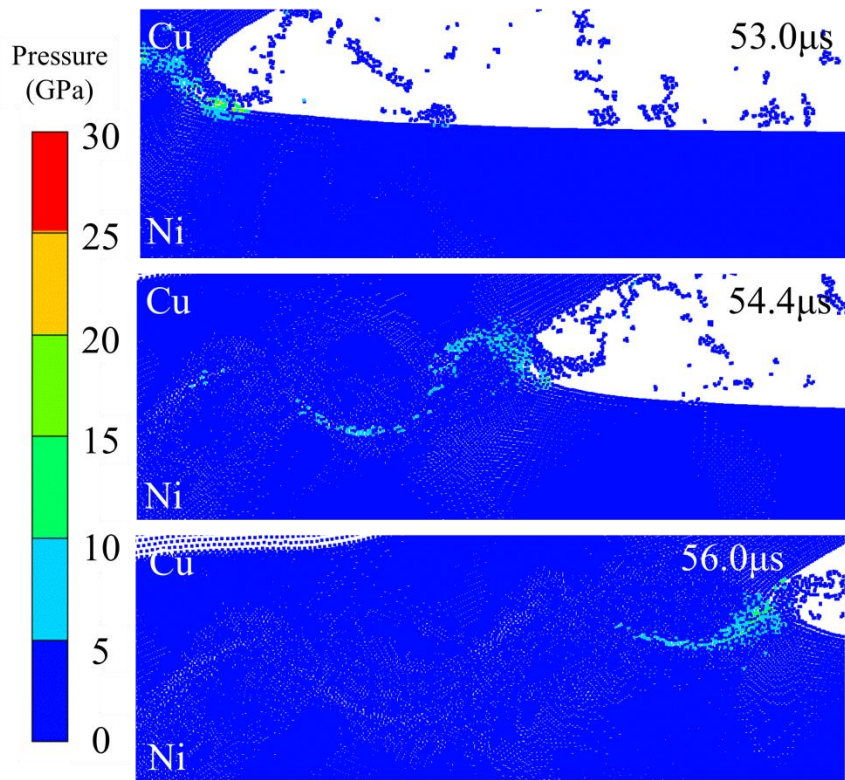


Fig.5- 22 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=25^\circ$ .

#### 5.4. 接合界面の温度分布と局所融解領域

Fig.5- 23 に、各衝突角度における波状界面の(a) 物質分布、(b) 温度分布ならびに(c) 局所融解領域(赤色)を示す。

$\beta=5^\circ$ では、波状界面は形成されず平坦な界面となった。接合界面の温度上昇もほとんど生じおらず、接合界面の局所融解領域は認められなかった。しかし、Fig.5- 8 に示したように、 $\beta=5^\circ$ の剥離面には、ポイドを含む中間層が観察された。このことから、実際の $\beta=5^\circ$ の衝突面では接合界面に沿って温度が上昇し、局所融解が生じると考えられる。

$\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ では、正弦波状の波状界面が形成された。波の前後に形成された Cu と Ni の SPH 粒子が混ざり合った渦部では、温度が 2000K 以上となる領域が見られた。温度が Cu と Ni の各々の融点を超える局所融解領域は、主に渦部で見られた。

$\beta=10^\circ$ では、接合界面近傍の 200~300 $\mu\text{m}$  以内で、 $\beta=15^\circ$ では、接合界面近傍の 300~400 $\mu\text{m}$  以内で、 $\beta=20^\circ$ では、接合界面近傍の 400~500 $\mu\text{m}$  以内で、 $\beta=25^\circ$ では、接合界面近傍の 500~600 $\mu\text{m}$  以内で、400K 以上となる領域が観察された。それ以上離れた母材の温度はほとんど上昇していなかった。

$\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ で観察された局所融解領域の組成は、接合界面の冷却過程ならびに合金化領域生成の解析を行う上で必要な情報である。第 3 章で述べたように、本解析結果を用い、局所融解領域内の単位面積あたりに含まれる Cu と Ni の SPH 粒子数比を求めることで局所融解領域の組成を推定した。各衝突角度における渦部 A ならびに B の局所融解領域の組成を Fig.5- 24 にまとめて示す。なお、渦部 A は Cu 側の渦部、渦部 B は Ni 側の渦部である。

第 3 章で述べたように、渦部 A と B の組成は異なっていた。渦部 A の組成は、多少のばらつきがあるものの、その平均組成は 70~80wt.%Cu-20~30wt.%Ni であり、Cu-rich であった。一方、渦部 B については、 $\beta=10^\circ$ と  $15^\circ$ では、組成はほぼ同じであり、50wt.%Cu-50wt.%Ni で Cu と Ni の比率が 1:1 であった。 $\beta=20^\circ$ と  $25^\circ$ での組成は、30wt.%Cu-70wt.%Ni で Ni-rich であった。

このように、各衝突角度における渦部 A と渦部 B の局所融解領域の組成は、第 3 章で Model 2 を用いて求めた局所融解領域の平均組成とほぼ同じであった。このことから、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ の局所融解領域と合金化領域の熱拡散率ならびに凝固温度は、第 3 章で求めた値を使用する。具体的な熱拡散率の定義方法と値については、第 3 章を参照されたい。

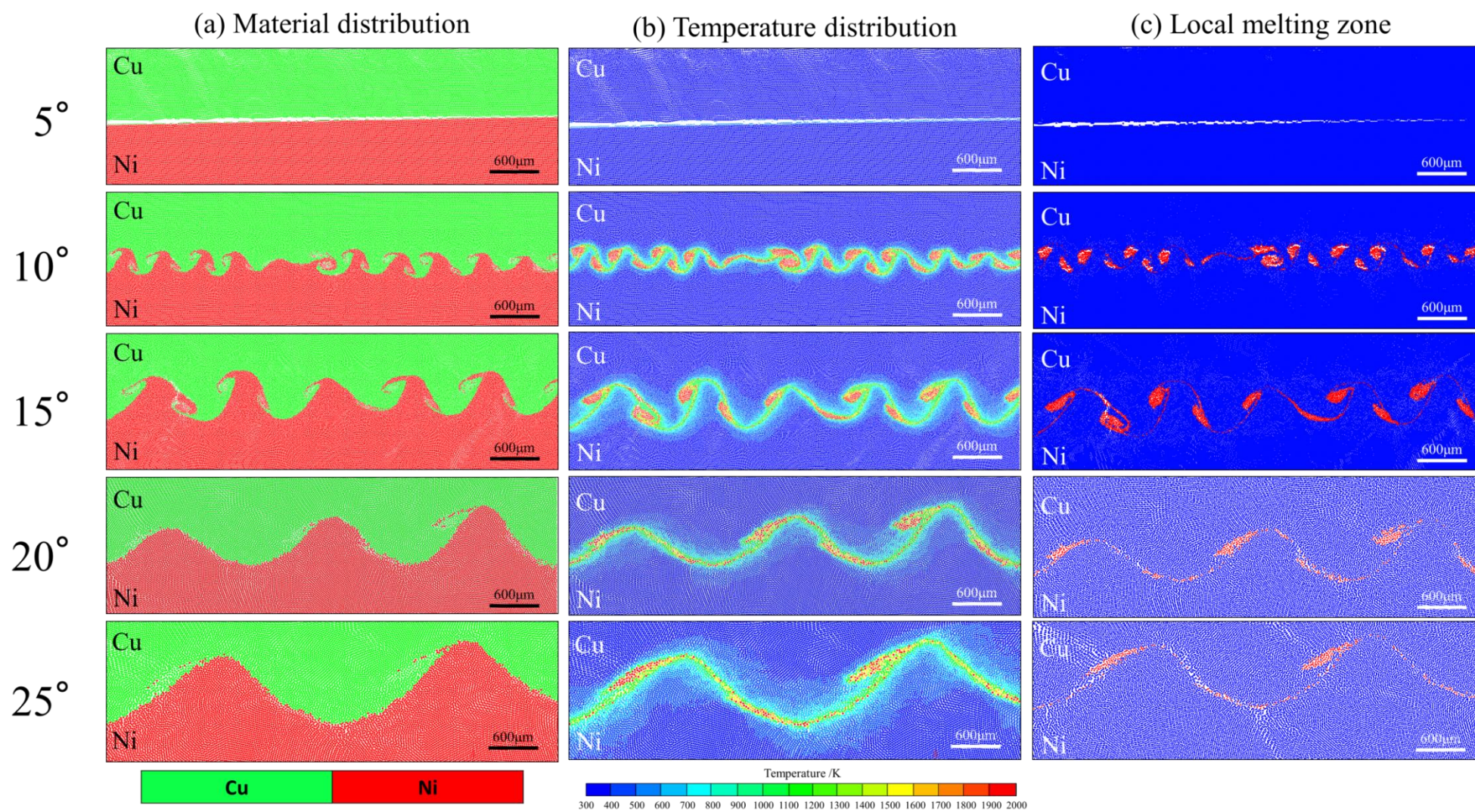


Fig.5- 23(a) Material distribution for each impact angle, (b) Temperature distribution for each impact angle, (c) Local melting zone for each impact angle.

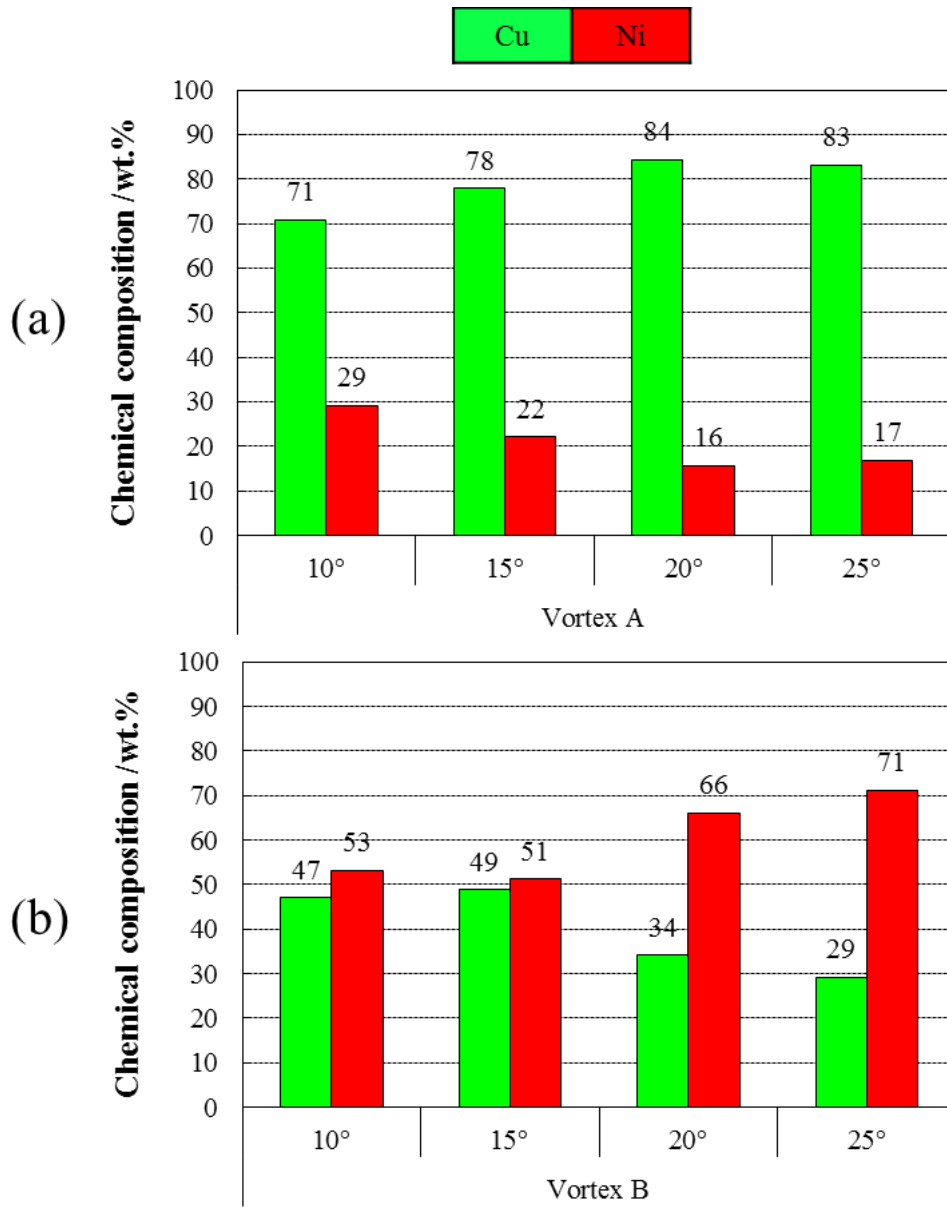


Fig.5- 24 Predicted chemical composition for each impact angle; (a) Vortex zone A , (b) Vortex zone B.

## 5.5. 各衝突角度における接合界面の冷却過程

第3章に示したように、 $V=500\text{m/s}$ 、 $\beta=11^\circ$ の条件で作製したCu/Ni爆発圧接材の接合界面では、 $10^6\sim 10^7\text{K/s}$ を超えるような超急冷が生じていた。さて、衝突角度が変化すると、Fig.5-23に示すように、波状界面形態、温度分布ならびに局所融解領域の形状や大きさが異なった。よって、衝突角度により接合界面で生じる冷却過程も異なる可能性がある。しかし、従来、衝突角度と冷却過程の関係について検討された研究はない。そこで、Model 3を用い $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ における接合界面の冷却過程を再現した。解析結果をFig.5-25～Fig.5-28に示す。

$\beta=5^\circ$ では、Fig.5-8に示したように、実際には、接合界面で温度上昇が生じている可能性が高く、接合界面で冷却が生じると考えられるが、Model 2で $\beta=5^\circ$ の接合界面の温度上昇を再現できなかったため、本研究では $\beta=5^\circ$ の冷却過程は解析対象としなかった。

Fig.5-25とFig.5-26は、 $\beta=10^\circ$ と $15^\circ$ の条件で顕著な温度変化が生じる $0\sim 140\mu\text{s}$ の冷却過程( $20\mu\text{s}$ 間隔)と温度がほとんど変化しなくなった $300\mu\text{s}$ における接合界面の温度分布を示している。Fig.5-27とFig.5-28は、 $\beta=20^\circ$ と $25^\circ$ の条件で顕著な温度変化が生じる $0\sim 70\mu\text{s}$ の冷却過程( $10\mu\text{s}$ 間隔)と温度がほとんど変化しなくなった $300\mu\text{s}$ における接合界面の温度分布を示している。各衝突角度の温度のコンターは最大で $2000\text{K}$ (赤色)、最小が $300\text{K}$ (青色)であり、 $100\text{K}$ 間隔で色を変えた。なお、 $2000\text{K}$ 以上の温度領域も赤色で表示されることに注意していただきたい。

いずれの衝突角度でも、 $0\mu\text{s}$ では、渦部と界面近傍にのみ高温領域が観察され、界面から離れたCuとNiの母材部分ではほとんど温度が変化しておらず、室温のままであった。時間の経過とともに、接合界面近傍からCuとNiの母材へと急速に熱拡散が起るため、界面近傍の母材では帯状に温度上昇が見られた。各衝突角度において $300\mu\text{s}$ では、渦部および界面近傍の温度が $900\sim 1100\text{K}$ まで低下した。

$\beta=10^\circ$ では、 $300\mu\text{s}$ 時に $400\text{K}$ 以上になる領域は、Cu側の $600\sim 700\mu\text{m}$ とNi側の $200\sim 300\mu\text{m}$ 以内の範囲で見られた。 $\beta=15^\circ$ で、 $300\mu\text{s}$ 時に $400\text{K}$ 以上になる領域はCu側の $700\sim 800\mu\text{m}$ とNi側 $400\sim 500\mu\text{m}$ 以内の範囲で見られ、 $\beta=10^\circ$ に比べ、温度が上昇する範囲が広がった。

$\beta=20^\circ$ と $25^\circ$ の際、 $300\mu\text{s}$ 時に $400\text{K}$ 以上となる領域は波状界界面に沿って帯状に見られた。

$\beta=20^\circ$ で接合界面の温度が $400\text{K}$ 以上になる領域は $\beta=15^\circ$ に比べてさらに広がり、Cu側の $800\sim 900\mu\text{m}$ の範囲とNi側の $500\sim 600\mu\text{m}$ 以内の範囲で見られた。 $\beta=25^\circ$ のCu側の接合界面の温度が $400\text{K}$ 以上になる領域は他の衝突角度に比べ最も広くなり、 $900\sim 1000\mu\text{m}$ の範囲で見られた。Ni側は $\beta=20^\circ$ とほぼ同じであった。いずれの衝突角度においても、Cu側がNi側に比べて温度が上昇する範囲が広がった。これは、CuはNiに比べて熱が伝わりやすいため、Cuの母材内の方がNi母材内に比べ温度上昇する範囲が広がったものと考えられる。

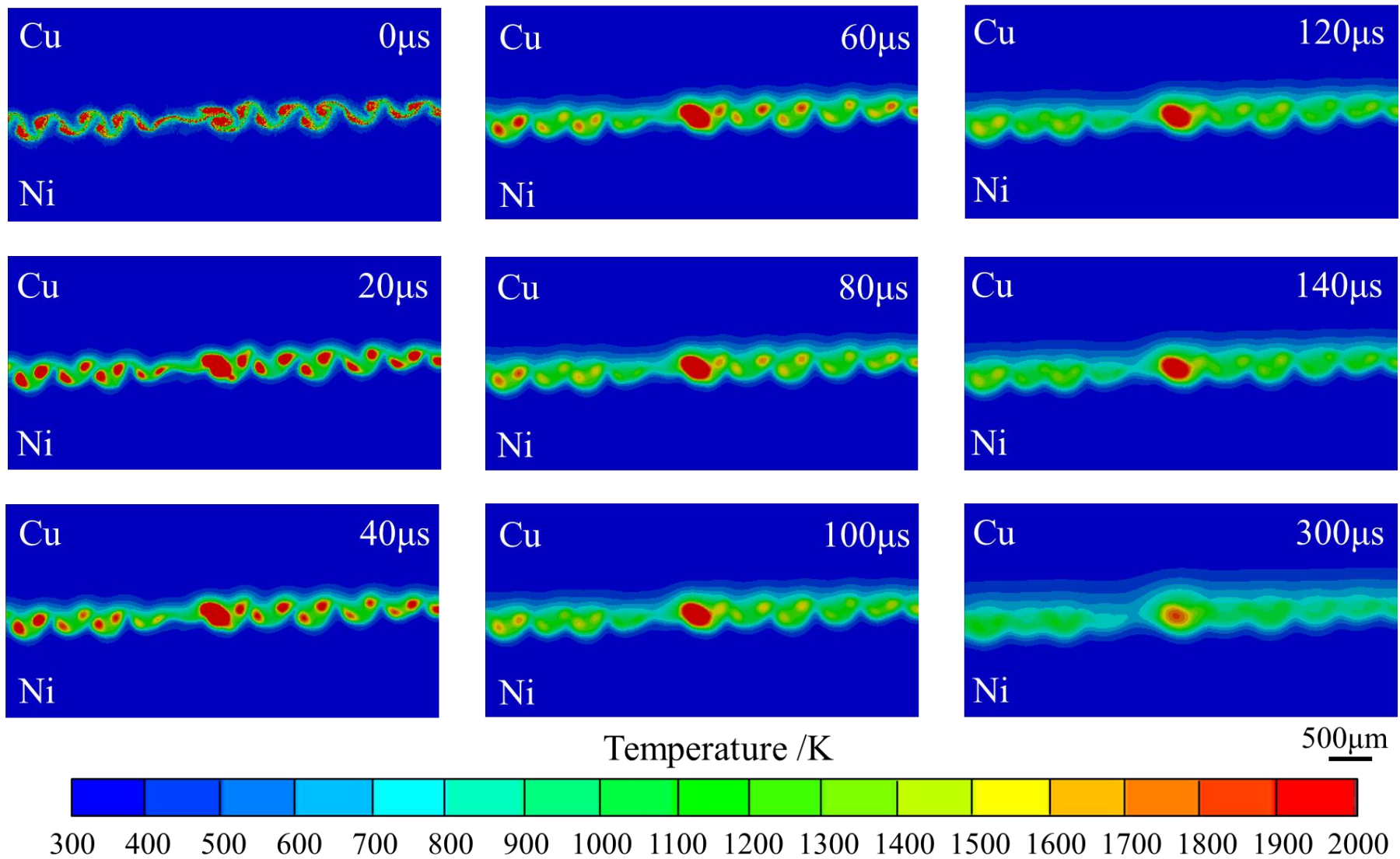


Fig.5- 25 Cooling process at the joint interface for  $\beta=10^\circ$ .

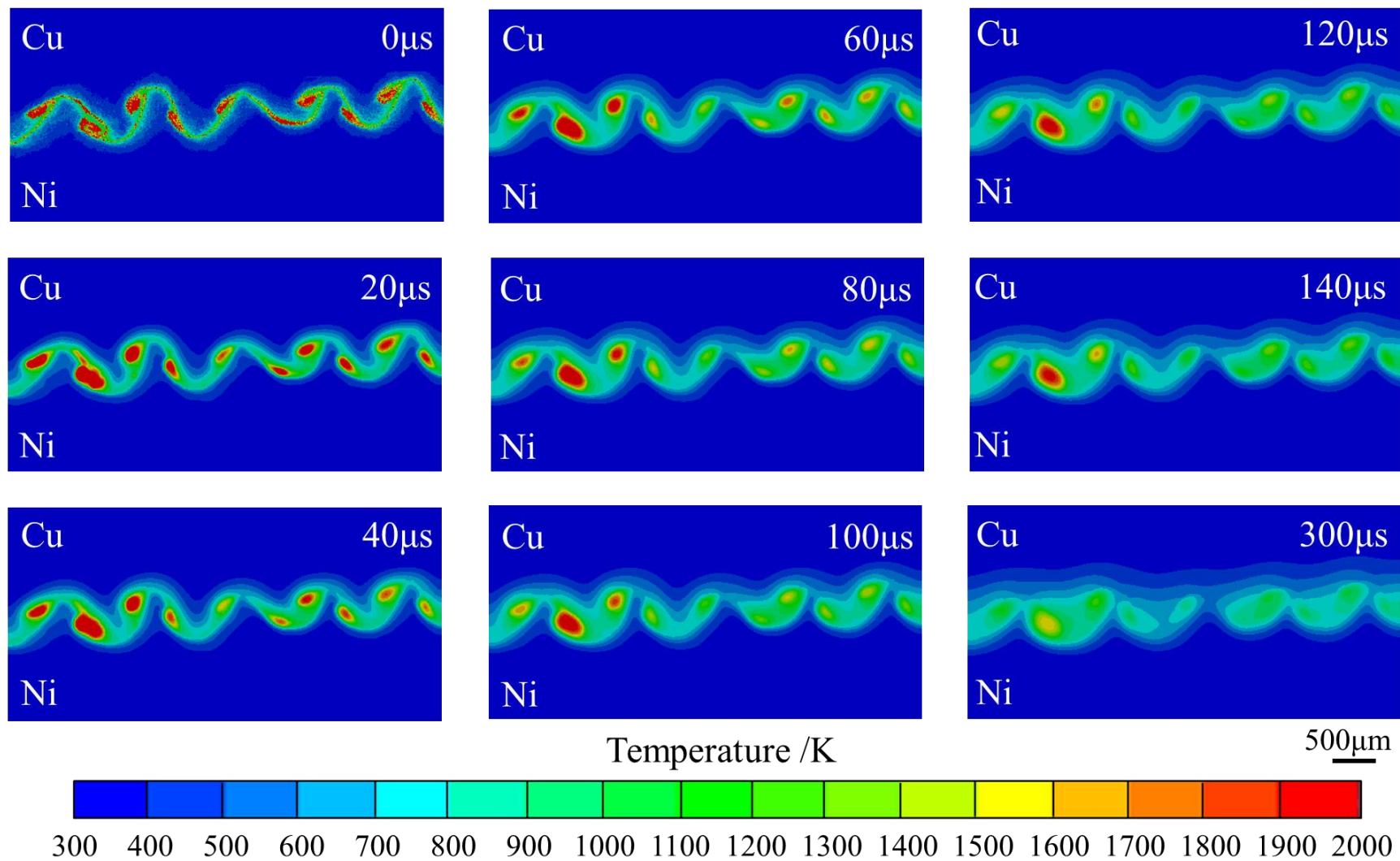


Fig.5- 26 Cooling process at the joint interface for  $\beta=15^\circ$ .

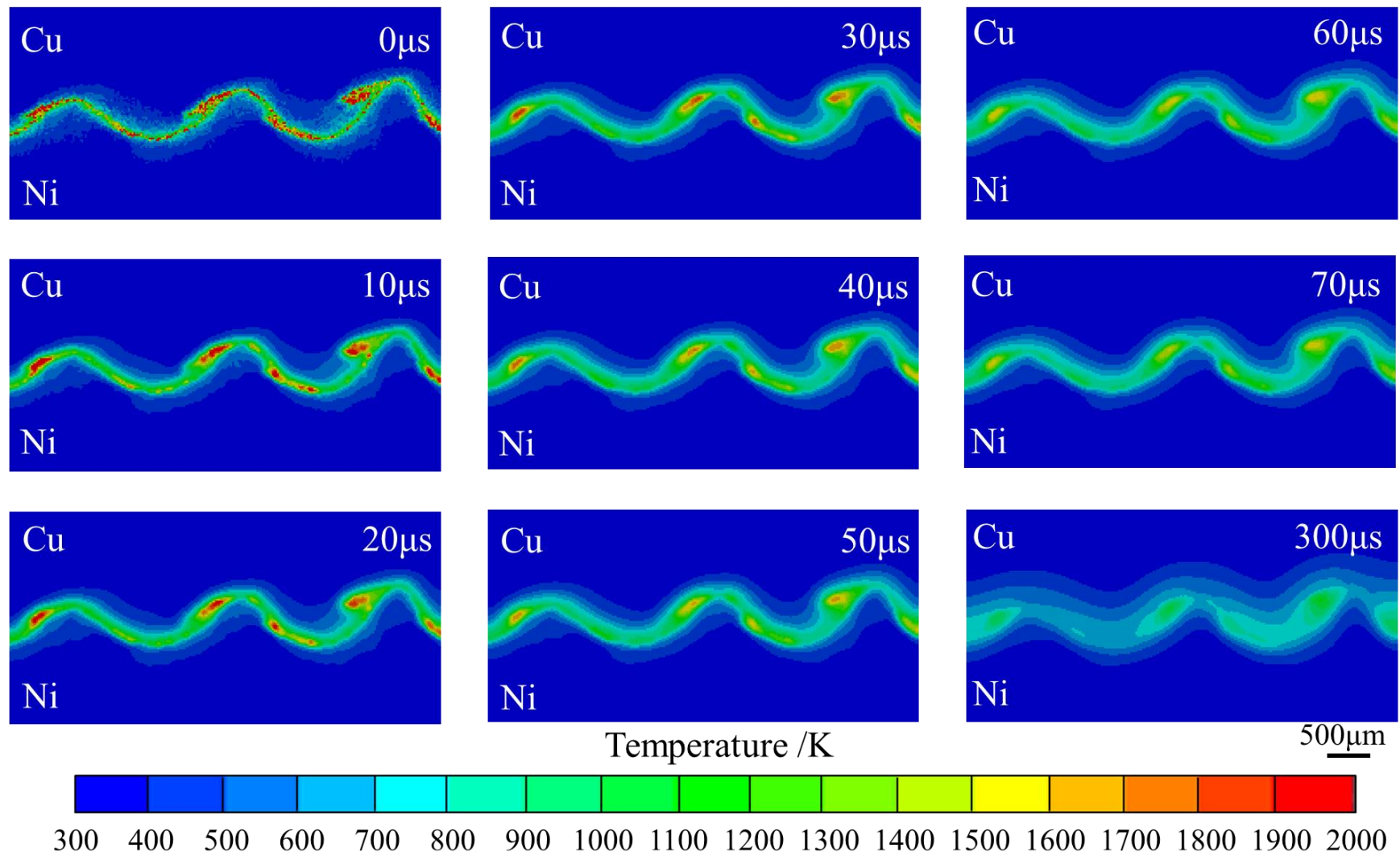


Fig.5- 27 Cooling process at the joint interface for  $\beta=20^\circ$ .

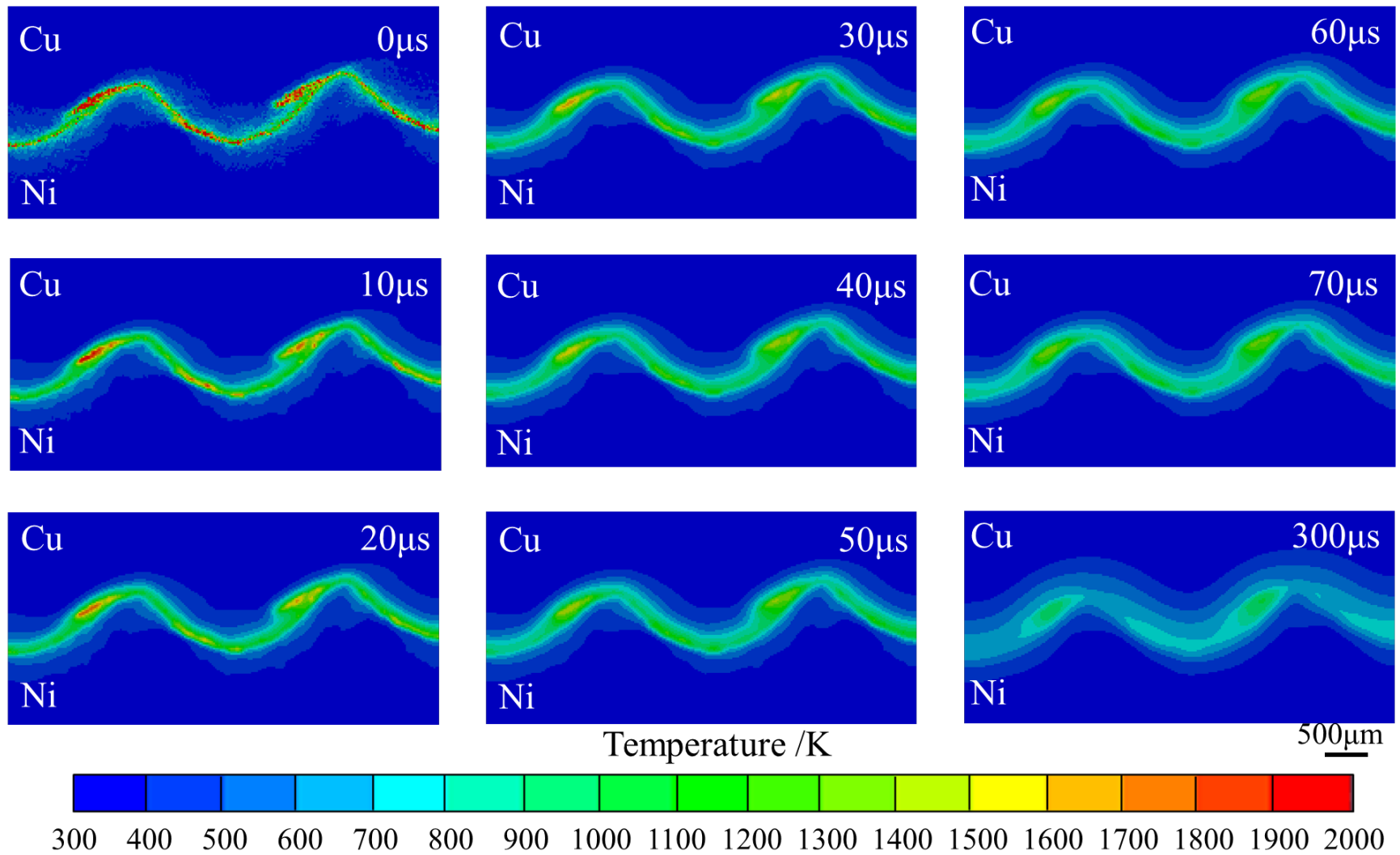


Fig.5- 28 Cooling process at the joint interface for  $\beta=25^\circ$ .

## 5.6. 合金化領域の生成過程

ここでは各衝突角度において、合金化領域が、どのように、どの場所に、どの程度生成されるかを検討する。Fig.5- 29～Fig.5- 32 は、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ における合金化領域の生成過程を示す。なお図内の緑は固相の Cu、赤は固相の Ni を示す。また Cu と Ni が融点以上の温度となった領域を局所融解領域とみなして黄色で示し、局所融解領域(黄色)の温度が凝固温度以下になり、その領域が凝固したとみなした部分を合金化領域として灰色で示す。Fig.5- 8 に示したように、 $\beta=5^\circ$ の接合界面にはボイドを含む合金化領域が観察された。先に述べたように、Model 2 で接合界面の温度変化を再現できず、接合界面の冷却過程ならびに合金化領域の生成過程を得ることができなかった。 $\beta=5^\circ$ の接合界面の温度変化を再現する場合、本研究で用いた Model 2 の平滑化長さが適切でなかった可能性が高い。 $\beta=5^\circ$ の接合界面では、数  $\mu\text{m}$ ～数十  $\mu\text{m}$  の狭い領域で温度が上昇すると考えられる。このような狭い領域の温度上昇を再現するためには、Model 2 の平滑化長さは  $10\mu\text{m}$  より小さくする必要があると考えられる。しかし、Model 2 の平滑化長さを  $10\mu\text{m}$  以下に設定すると解析要素が膨大となり、解析に時間を要するため、本研究では平滑化長さを小さくする Model 2 の改良を行わなかった。

次に、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ において合金化領域がどのように生成するかに着目する。Fig.5- 29 と Fig.5- 30 は、 $\beta=10^\circ$ と  $15^\circ$ の  $0\sim 140\mu\text{s}$ ( $20\mu\text{s}$  間隔)の間の合金化領域の生成過程と、解析が完了した  $300\mu\text{s}$  時の接合界面の界面形態を示している。

$0\sim 40\mu\text{s}$  の間に接合界面の局所融解領域の外側から凝固が開始し、波の頭頂部に見られた狭い局所融解領域の凝固が完了した。

$40\sim 120\mu\text{s}$  では、局所融解領域の凝固が渦部の中央部に向かって進行していたが、渦部 A ならびに B の中央部には局所融解領域が残存していた。これは、渦部の最終凝固位置が渦部の中央部となることを示している。 $140\mu\text{s}$  では、一部の渦部を除いて凝固はほぼ完了している。

Fig.5- 31 と Fig.5- 32 は、 $\beta=20^\circ$ と  $25^\circ$ の  $0\sim 70\mu\text{s}$ ( $10\mu\text{s}$  間隔)の間の合金化領域の生成過程と、解析が完了した  $300\mu\text{s}$  時の接合界面の界面形態を示している。

$0\sim 10\mu\text{s}$  の間に接合界面の局所融解領域では、 $\beta=10^\circ$ と  $15^\circ$ と同様、波の頭頂部に見られた狭い局所融解領域で凝固が完了した。

$20\sim 60\mu\text{s}$  では、局所融解領域の凝固が渦部の中央部に向かって進行し、渦部 A ならびに B の中央部には局所融解領域が残存した。よって、 $\beta=10^\circ$ と  $15^\circ$ と同様、渦部の最終凝固位置が渦部の中央部となった。 $300\mu\text{s}$  で局所融解領域の凝固はほぼ完了し、合金化領域が接合界面に生成した。

次に、各衝突角度において合金化領域がどのような場所に生成されるかに着目する。 $\beta=10^\circ\sim 20^\circ$ では、合金化領域は波の渦部に生成するため、これらは不連続であった。このような合金化領域の形態は、Fig.5- 8 に示した実験結果とよく一致している。一方、 $\beta=25^\circ$ の合金化領域は主に渦部に形成されたが、接合界面近傍にも連続的な合金化領域が見られた。しかし、Fig.5- 8 に示したように、実験により得られた実際の接合界面には数値解析で再現されたような接合界面に沿った合金化領域は観察されなかった。

このような実験結果と数値解析結果に差は、本研究で用いた Model 3 が Cu と Ni が融点以

上となった領域をそのまま局所融解領域として取り扱うために生じると考えられる。本来、合金化領域は Cu と Ni が混ざり合った合金融液が冷却されることで生成すると考えられる。そのため、渦部には合金化領域が生成されやすい。一方、接合界面近傍の温度が Cu と Ni の融点以上まで上昇したとしても、渦部のような Cu と Ni が混ざり合う運動は生じないため、合金融液は接合界面に生じにくいはずである。しかし、現状の Model 3 では、プログラムの関係で接合界面近傍の融解領域で混ざり合いが生じていない場合でも、Cu と Ni の融点を越えた領域は局所融解領域と判断する。そのため、接合界面に沿って合金化領域が生成するような実験結果と異なる解析結果が得られた。この問題を解決するには、Model 3 で物質の渦部のような物質が混ざり合っている領域と混ざり合っていない領域を区別するようなプログラムの改良が必要であろう。

次に、各衝突角度における合金化領域の生成量について検討する。Fig.5- 33 は Fig.5- 29～ Fig.5- 32 の 300 $\mu$ s 時の接合界面における合金化領域の面積を示す。合金化領域の面積は、衝突角度が大きくなるほど減少することがわかった。 $\beta=25^\circ$ の合金化領域の面積は、 $\beta=10^\circ$ に比べ約 40%減少した。なお、 $\beta=25^\circ$ では、先に述べた本来生成しないはずであろう接合界面に沿った合金化領域の面積も含まれている。そのため、Fig.5- 33 に示した  $\beta=25^\circ$ の合金化領域の面積はこれよりもさらに小さくなると考えられる。このように合金化領域の生成量は衝突角度が大きいくほど、少なくなった。 $\beta=5^\circ$ の合金化領域の生成量は、数値解析で再現できなかったが、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ の合金化領域の生成量の傾向から、 $\beta=10^\circ$ の場合よりもより多く生成される可能性が高い。Fig.5- 8 に示したように、 $\beta=5^\circ$ の剥離面には、合金化領域が剥離面に沿って観察されており、その他の衝突角度に比べ多く生成している。この結果は、数値解析で得られた傾向とよく一致する。

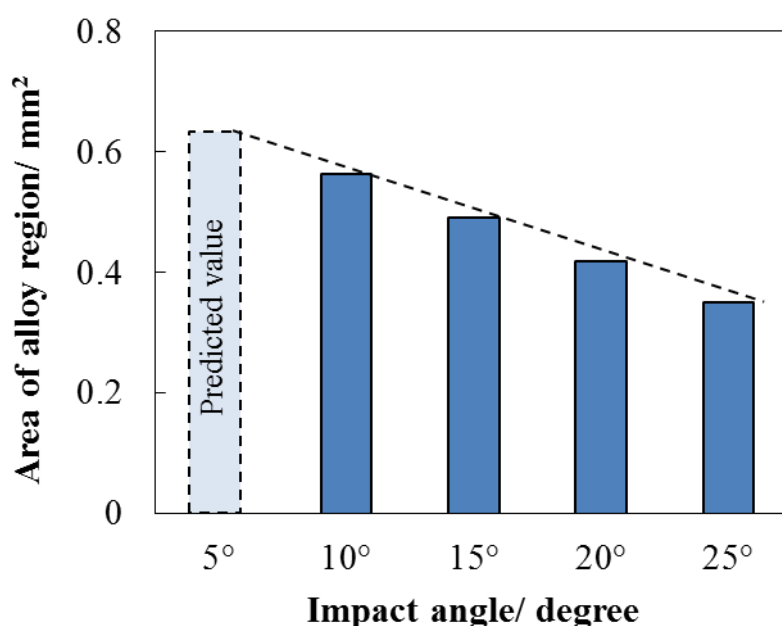


Fig.5- 33 Area of the alloy region for each impact angle.

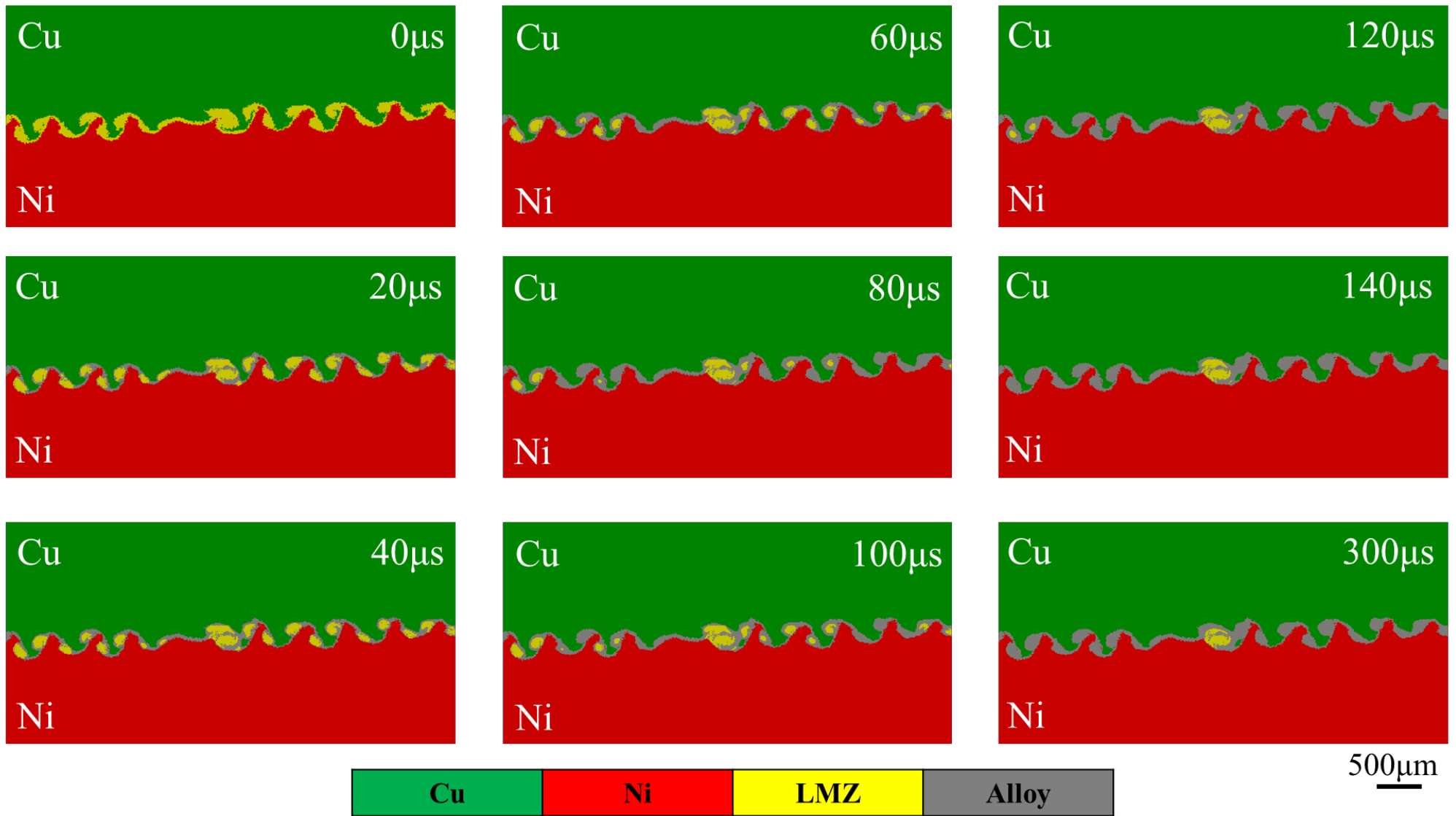


Fig.5- 29 Formation process of the alloy region in the local melting zone for  $\beta=10^\circ$ .

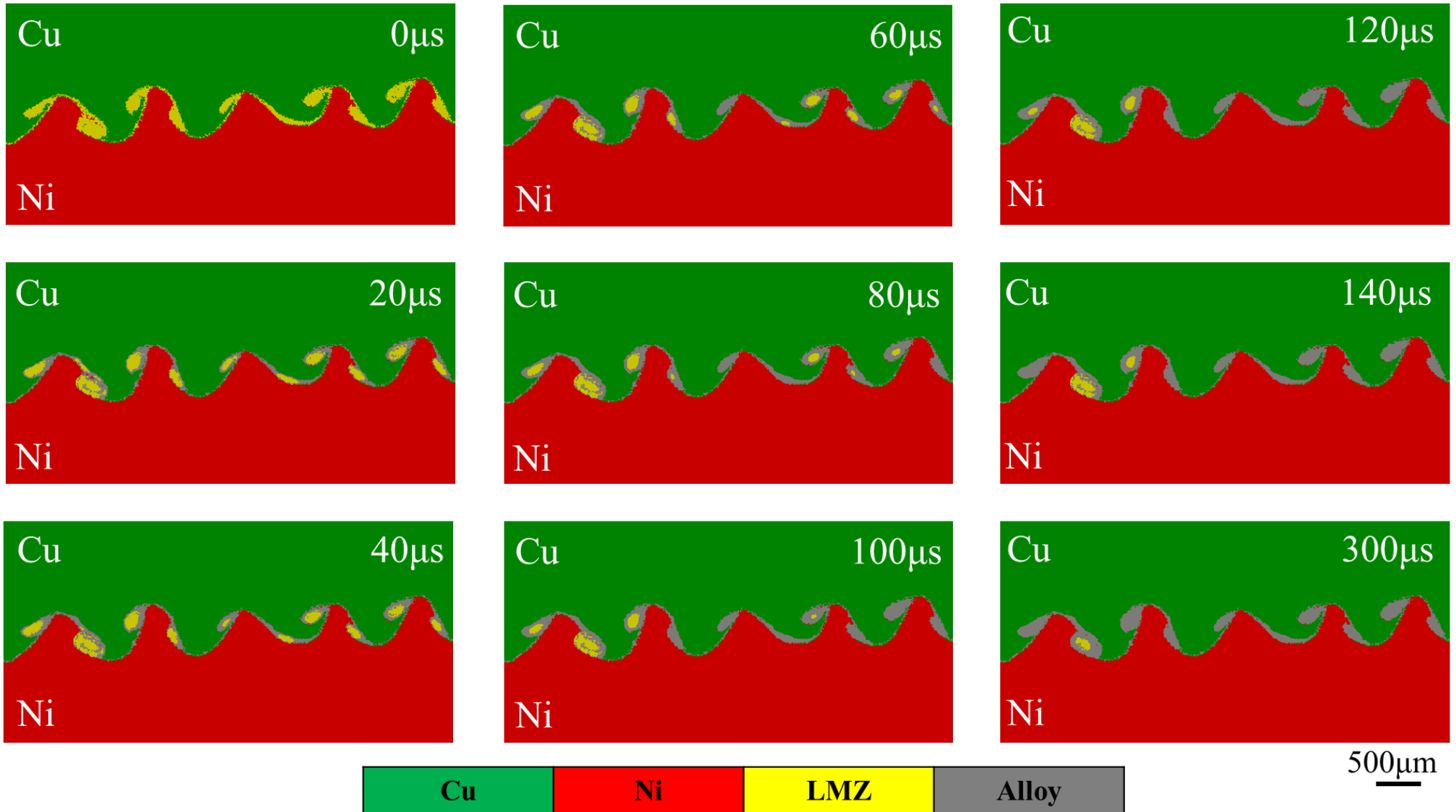


Fig.5- 30 Formation process of the alloy region in the local melting zone for  $\beta=15^\circ$ .

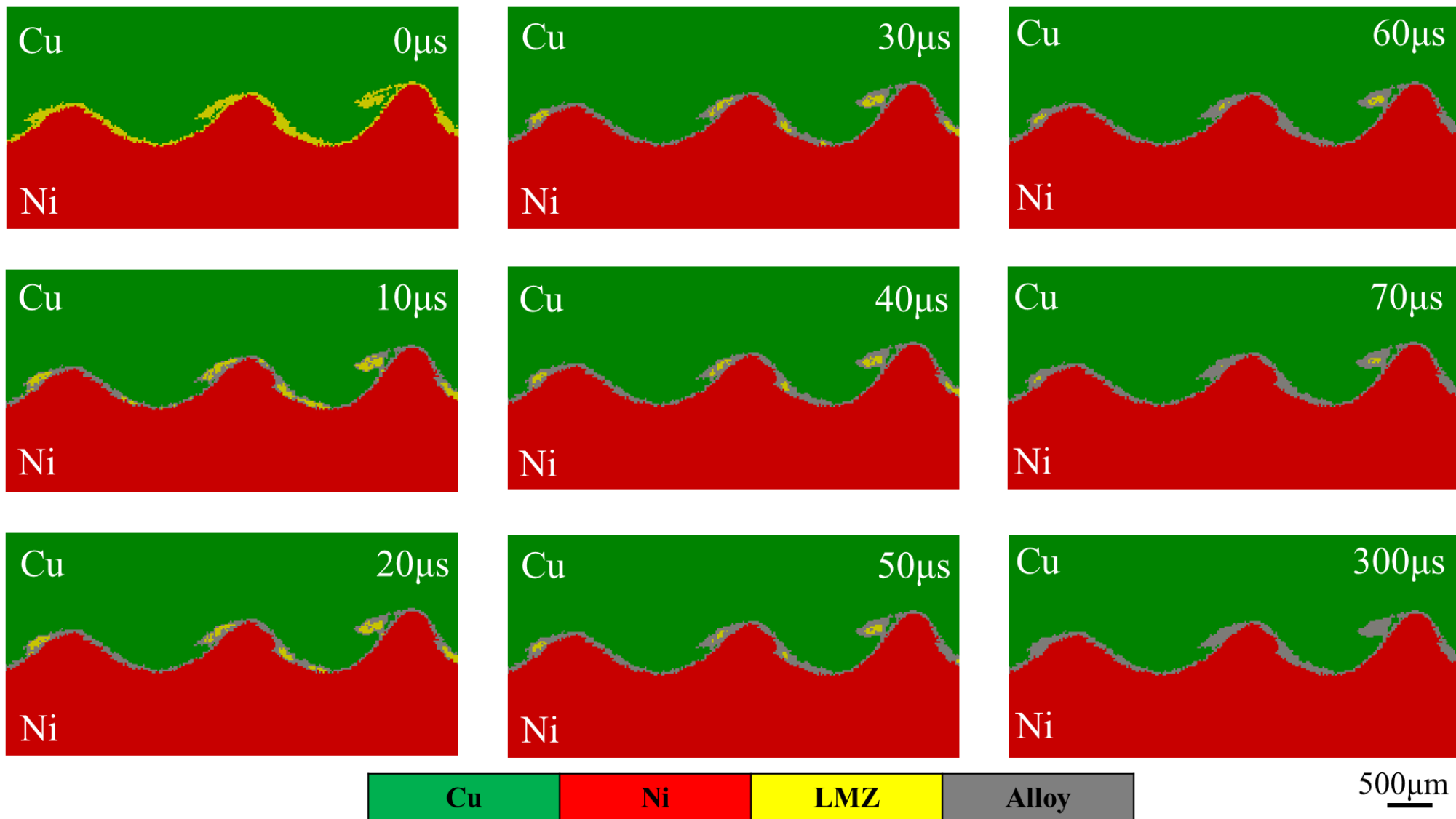


Fig.5- 31 Formation process of the alloy region in the local melting zone for  $\beta=20^\circ$ .

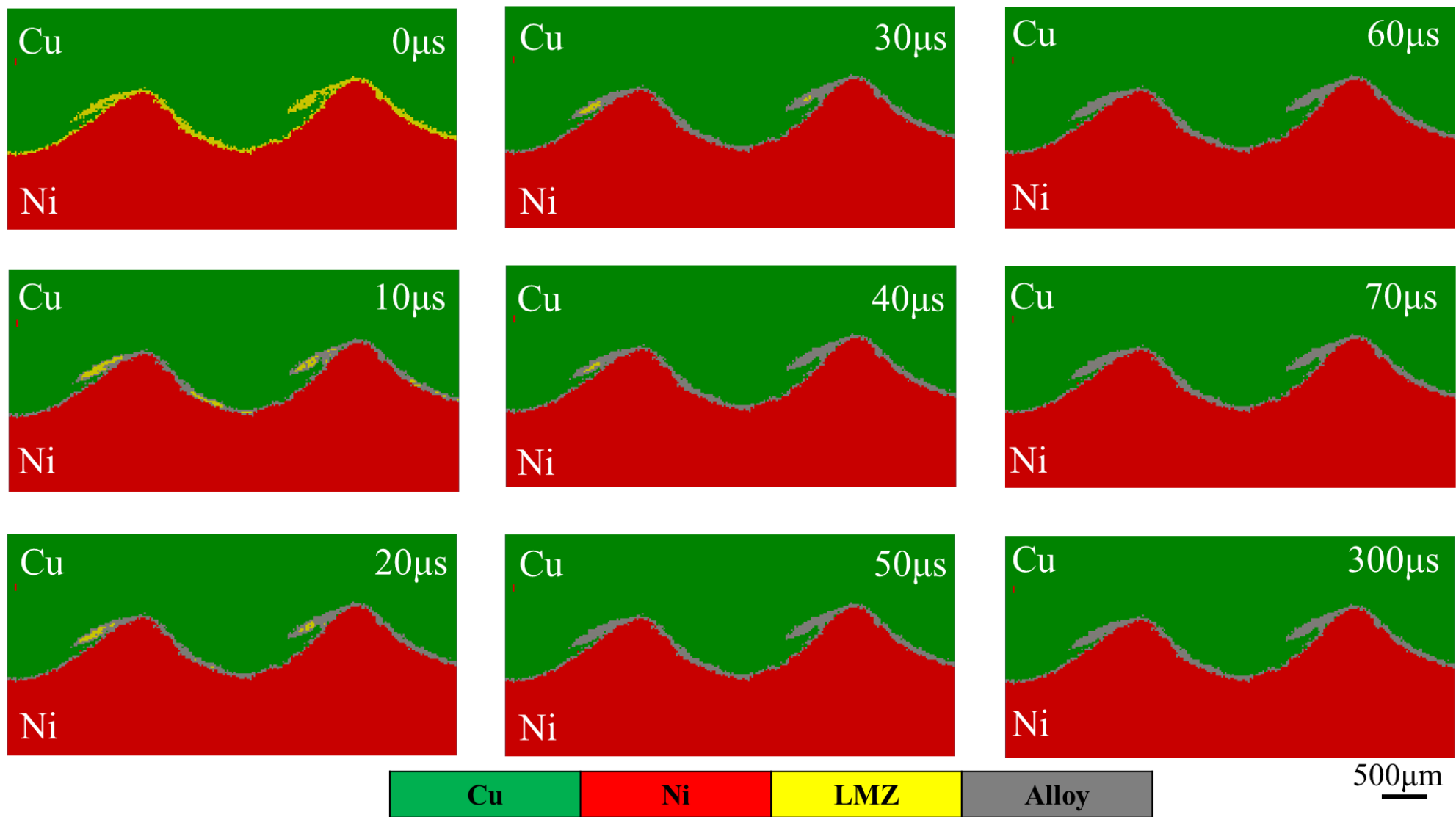


Fig.5- 32 Formation process of the alloy region in the local melting zone for  $\beta=25^\circ$ .

## 6. 考察

### 6.1. シミュレーション結果と実験結果との整合性

Model 1, Model 2 ならびに Model 3 を組み合わせたシミュレーションにより, Cu/Ni 接合材の波状界面形態のみならず, 局所融解領域の生成位置と形状, 組成およびその後の合金化領域の生成過程を再現することができた. ここではシミュレーション結果と実際に作製した爆発圧接材の接合界面との整合性について検討する.

まず, 波状界面形態について比較する. Fig.5- 34 は, 実際に接合界面で観察された波状界面の波高と振幅と Model 2 で再現された波状界面の波高と振幅を比較して示したものである. 爆発圧接界面で観察される波状界面は冷却過程を経て一部が合金化した領域を含む界面であるのに対し, Model 2 で再現されたものは, 接合直後の波状界面形態であるが, このことを考慮しても波高と波長は数値解析結果と実験結果でよく一致していると言える. また, 波状界面の波高と波長は衝突角度が大きくなるほど大きくなり, これについても実験結果と数値解析結果はよく一致している.

さらに Model 3 の解析から得られた  $\beta=10\sim 25^\circ$ における合金化領域の形状(Fig.5- 29~Fig.5- 32 の  $300\mu\text{s}$  時の界面形態)を実際の接合界面に観察された合金化領域の形状(Fig.5- 8)と比較すると, 数値解析と実験結果はよく一致している. また, Model 3 で再現された合金化領域の生成過程から予測した最終凝固部の位置は, 実際の接合界面に観察されるボイドの位置とよく一致している. このように本研究のシミュレーション結果と実験結果との整合性はきわめて高い.

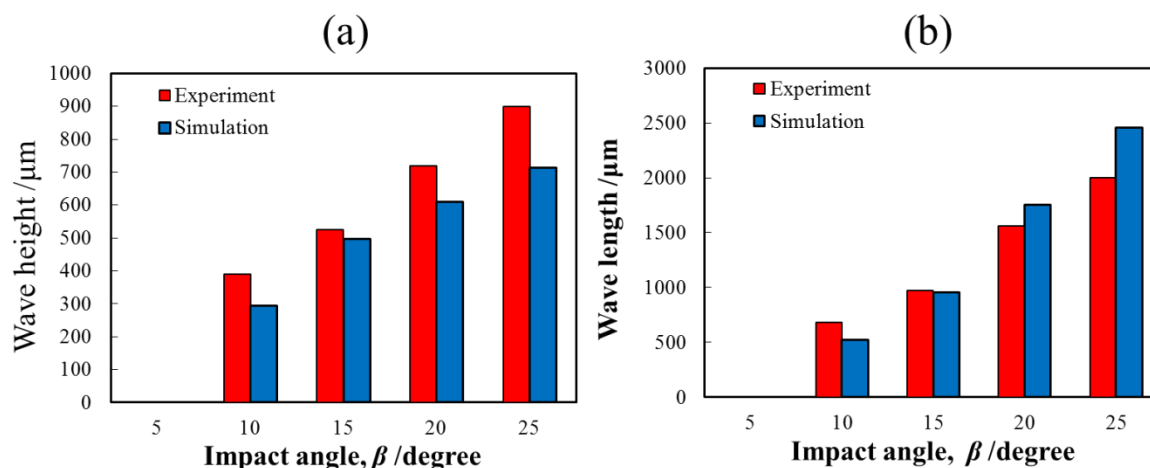


Fig.5- 34 (a)Wave height and (b)wave length for each impact angle.

### 6.2. メタルジェット放出挙動に及ぼす衝突角度の影響

#### 6.2.1. メタルジェットの粒子比とメタルジェット放出量

ここではメタルジェットとして放出された Cu と Ni の SPH 粒子数の比率, 圧力ならびに温度を調べ, 衝突角度がメタルジェットの放出挙動に及ぼす影響について検討する.

Fig.5- 35 は, 各衝突角度において衝突点前方にメタルジェットとして放出された Cu と Ni

の SPH 粒子を示す。メタルジェットは、Cu と Ni が混合した状態で放出されるが、衝突角度が大きくなるほど、数個から数十個にまとまって放出された。メタルジェットとして放出された Cu と Ni の SPH 粒子をそれぞれ数え、各衝突角度のメタルジェットの SPH 粒子数比の変化を調べた。Fig.5- 36 は、各衝突角度で放出されたメタルジェットの Cu と Ni の SPH 粒子数を示す。

衝突角度が大きくなるほど、放出されるメタルジェットの総数は増加した。メタルジェット内の Cu と Ni の SPH 粒子数の比率は 1:1 で、衝突角度によらず一定であった。このように衝突角度が大きくなるほどメタルジェットの放出量は増加するが、その SPH 粒子数比は衝突角度によって変化しないことがわかった。

Fig.5- 37 は、衝突点近傍の図内の破線内の領域にみられる盛り上がり部分(メタルジェット)の x 方向の速度ベクトル  $V_{J,x}$  と、衝突点の移動速度  $V_C$  を示したものである。 $V_{J,x}$  は衝突点近傍のメタルジェット中の 10 個の SPH 粒子について、それらの x 方向の速度ベクトル  $V_x$  を測定して求めた。

$\beta=10^\circ$  で  $V_{J,x}$  は、最大で 4250m/s、最小で 1950m/s であった。 $V_C$  より大きな  $V_{J,x}$  を持つメタルジェットのみが衝突点前方に放出される。よって、この場合放出される粒子は、メタルジェットの一部である。

$\beta=15^\circ$  で  $V_{J,x}$  は、最大で 2940m/s、最小で 1820m/s であった。この場合の  $V_{J,x}$  は  $V_C$  とほぼ同じであった。よって、 $\beta=10^\circ$  の場合に比べメタルジェットとして放出される SPH 粒子の総数は多くなると考えられる。

$\beta=20^\circ$  で  $V_{J,x}$  は、最大で 2530m/s、最小で 1830m/s であり、 $V_{J,x}$  は、 $V_C$  より大きくなった。最小放出速度でも衝突点の移動速度、 $V_C$  とほぼ同程度であるため、メタルジェットとして放出される SPH 粒子の総数はさらに増加すると考えられる。

$\beta=25^\circ$  で  $V_{J,x}$  は、最大で 1890m/s、最小で 1560m/s であった。メタルジェットとして放出される粒子の速度の大小差は他の衝突角度に比べ最も小さかった。すなわち  $V_{J,x}$  は 衝突点の移動速度より大きく、かつ、放出されるメタルジェットの最小放出速度でさえも衝突点の移動速度より大きかったことから、メタルジェットとして放出される SPH 粒子の総数は最大となったと考えられる。

さて、 $\beta=10^\circ$  と  $15^\circ$  では、 $V_{J,x}$  が  $V_C$  より遅いものと速いものが混在している。よって、衝突点近傍ではメタルジェットの放出方向が不安定となり、衝突点前方の金属表面への衝突、衝突後、もう一方の金属表面に向かってメタルジェットが放出される。このような状況が繰り返されることによって波状界面が形成されると考えられる。

一方、 $\beta=20^\circ$  と  $25^\circ$  では、 $V_{J,x}$  が  $V_C$  より大きくなるために、メタルジェットの放出方向が安定し、メタルジェットの放出方向が変化しないため、他の衝突角度に比べ衝突点前方の金属表面に衝突しにくい。しかし、Fig.5- 14 や Fig.5- 16 に示したように、ひとたび衝突点から離れた金属表面がメタルジェットの衝突によりくぼみ、そのくぼみが衝突点に取り込まれるようなことが起こると、メタルジェットの放出方向が急激に変化する。そしてこれを契機に衝突点前方の金属表面にメタルジェットが交互に衝突し、波状界面が形成されるようになるであろう。つまり、 $\beta=20^\circ$  ならびに  $25^\circ$  のような衝突角度が大きい状況では、Flyer plate や

Parent plate の衝突点前方の表面状態の変化が波状界面の形成に影響すると考えられる。

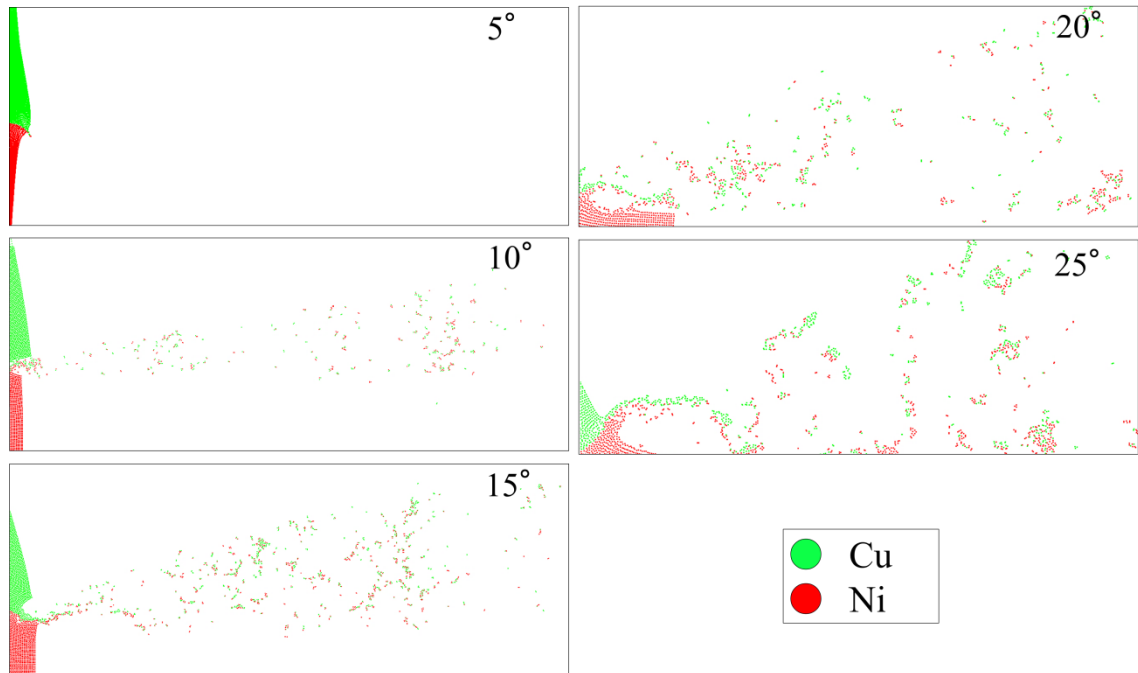


Fig.5- 35 Distribution on SPH particles emitted as a metal jet for each impact angle.

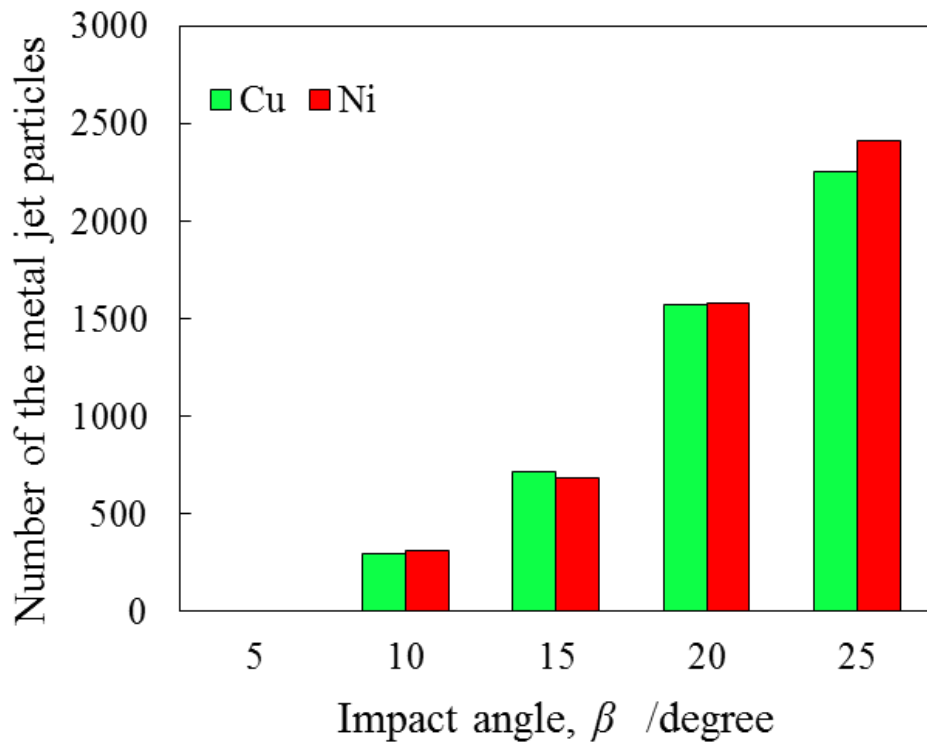


Fig.5- 36 Number of the metal jet particles for each impact angle.

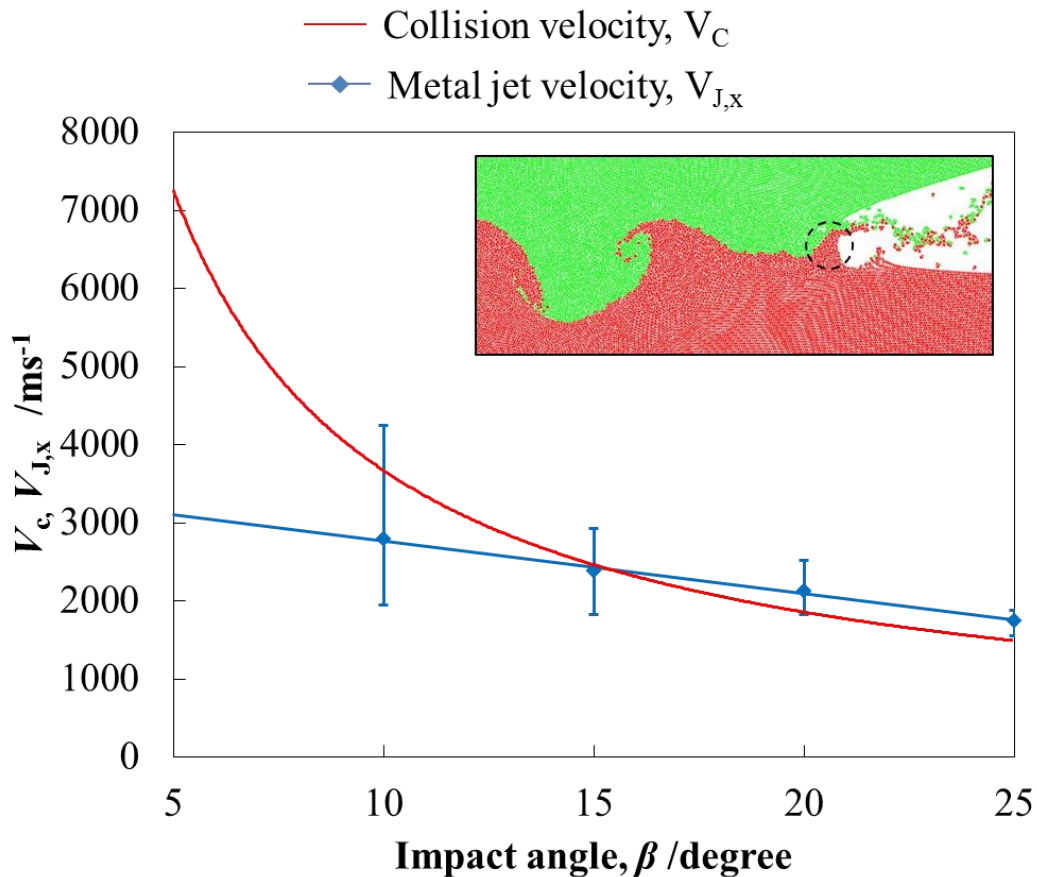


Fig.5- 37 Velocity of the metal jet and velocity of the collision point for each impact angle.

### 6.2.1. 放出されるメタルジェットの圧力ならびに温度

恩沢らは高速度流しカメラを用いて爆発圧接時に放出されるメタルジェットを直接観察し、メタルジェットは霧状と液滴状の金属が混合した状態で放出されていると述べている<sup>117</sup>。

渡邊らも高速度ビデオカメラを用いて電磁力衝撃圧接時に放出されるメタルジェットの撮影している<sup>58</sup>。

また、柿崎らは、CuとNiの爆発圧接時に放出されるメタルジェットを、接合材端部に設置した炭素鋼ブロックに衝突させることで捕捉し、その化学組成をXRDで分析している。その結果、CuとNiのメタルジェットは合金化していることを明らかにしている<sup>59</sup>。これらの実験結果から、メタルジェットは、高温かつCuとNiが混ざり合った状態で放出されていると推測できる。

Model 2の解析を実施することで、各衝突角度におけるメタルジェットの放出挙動を再現することができた。その結果を基に、メタルジェットは気相、液相あるいは固相であるのかどうかについて検討する。Fig.5- 38は、各衝突角度においてメタルジェットとして放出されたSPH粒子の圧力分布を示す。なお $\beta=5^\circ$ では、メタルジェットは放出されなかったため、この図には含まれていない。衝突角度によらず、放出されたメタルジェットの圧力はほぼ大

気圧と等しいことがわかった。ただし、本研究の Model 2 には、空気を含んでいないため、真空中をメタルジェットが飛翔していることになる。空気を含んだ条件で解析を実施すれば、空気抵抗によりメタルジェットの圧力は上昇する可能性はあるが、空気を含んだモデルを作製には、膨大な要素数が必要になるため、現状では空気をモデル化することは困難である。

先に述べたように、過去の研究では、メタルジェットは、霧状(気相あるいは液相)か液滴状(液相)であると述べられている。そこで、この点について検討を行う。

衝突角度が増加するに従い、放出されるメタルジェットの温度は低下することがわかった。Fig.5-39 は、メタルジェットとして放出された Cu と Ni の SPH 粒子の温度分布を示す。 $\beta=10^\circ$ のメタルジェットの SPH 粒子の温度は、3000K 以上に達していた。放出されたメタルジェットは、大気圧下における Cu と Ni の沸点を超えているため気相である可能性が高い。

$\beta=15$  および  $20^\circ$ のメタルジェットの SPH 粒子の温度は、 $\beta=10^\circ$ に比べてやや低く、2400~3000K であった。ただし、一部は Cu と Ni の沸点を超えているため、気相であることが推測されるが、大部分の粒子の温度は沸点以下かつ融点以上であるため、液相であること予想される。そのため、 $\beta=15^\circ$ のメタルジェットは気相と液相が混在した状態であると考えられる。この結果は、メタルジェットの状態を「霧状あるいは液滴状」とした恩沢らの見解と一致する。

$\beta=25^\circ$ のメタルジェットの SPH 粒子の温度は、一部 3000K を超えていたが、大部分はおよそ 900~2100K であった。よってメタルジェットは、気相、液相、固相が混在した状態であると考えられる。

Fig.5-35 に示したように、放出されたメタルジェットの中で、Cu と Ni の SPH 粒子はランダムに混ざり合い、かつ粒子の温度は Cu と Ni の融点を超えている。よって Cu と Ni が合金化する可能性は高く、これは柿崎らの見解と一致する。

SPH 法では周囲の粒子を重み関数で重ね合わせて計算を行うため、SPH 粒子が低密度で存在する場合には解析精度が低下することが知られている<sup>118</sup>。よってメタルジェットのように部分的に SPH 粒子が低密度になるような現象を SPH 法を用いてどこまで解析できるのか、その限界の見極めについては注意が必要である。しかし、このような点を考慮したとしても、Fig.5-39 に示した数値解析結果は、少なくとも過去の実験による観察結果の妥当性を証明していると言えよう。

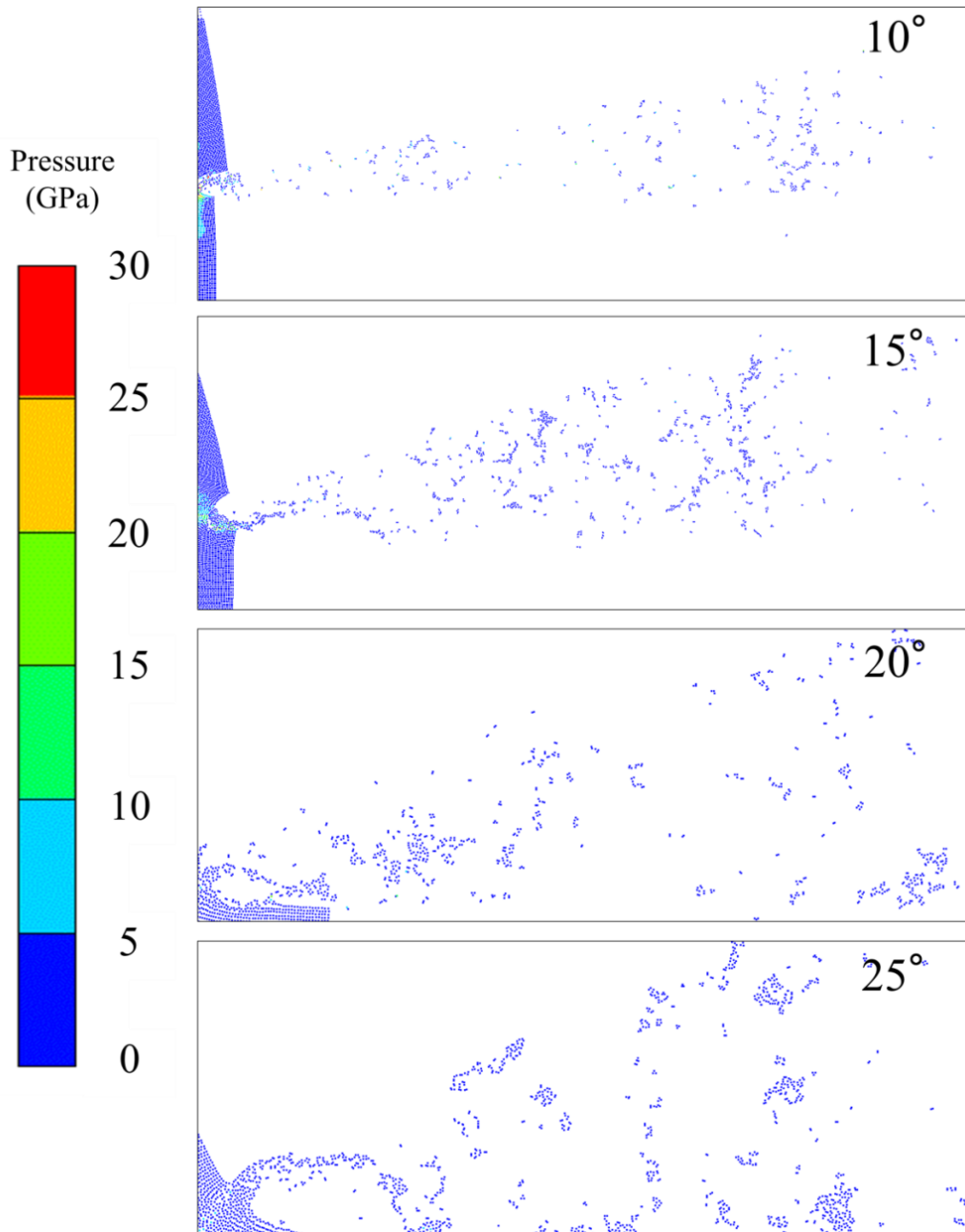


Fig.5- 38 Pressure distribution of the metal jet for each impact angle,  $\beta$ .

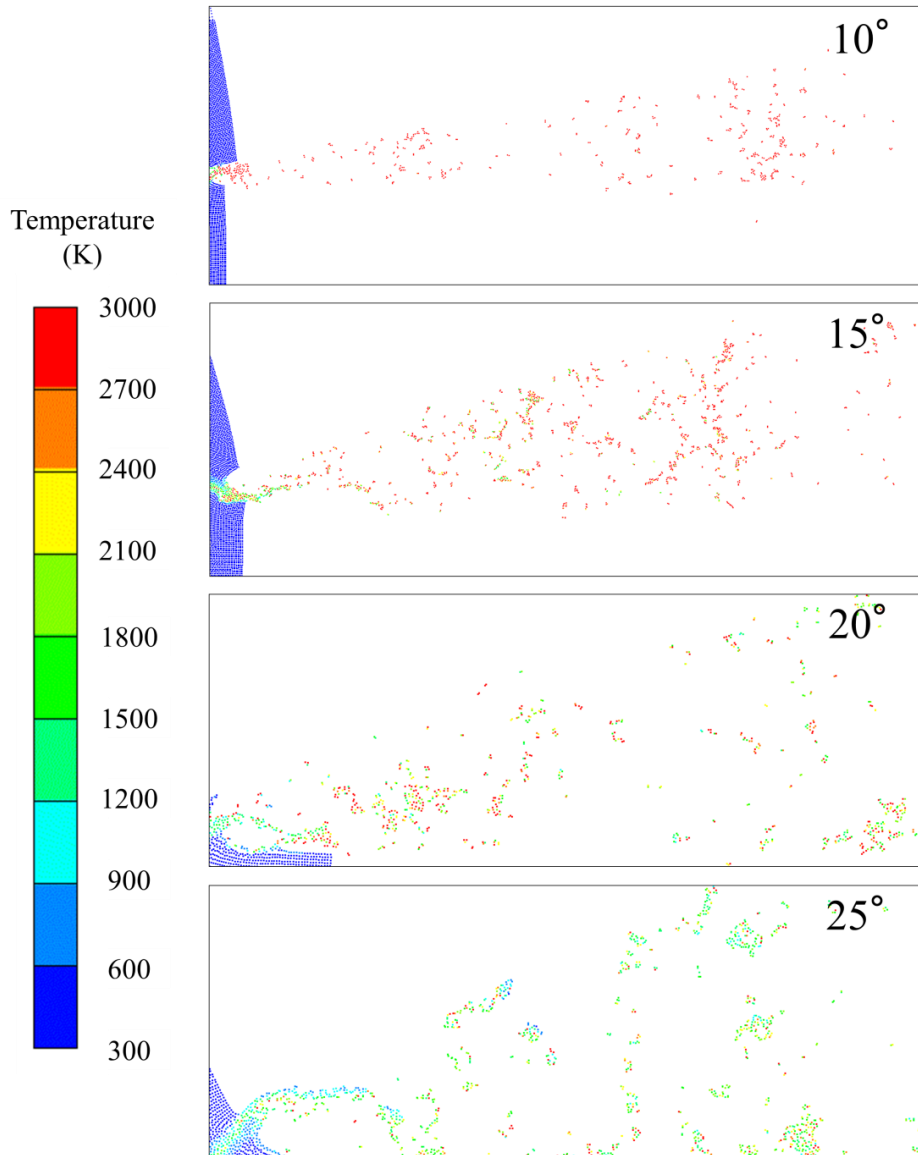


Fig.5- 39 Temperature distribtion of the metal jet for each impact angle,  $\beta$ .

### 6.3. 各衝突角度における界面の温度上昇範囲とその要因

接合界面の温度分布は衝突角度によって異なっていた。Model 2 の解析結果から衝突角度が大きくなるほど、接合界面の高温領域は小さくなることが明らかになった。そこで、衝突角度によって接合界面の温度分布が変化する理由について検討する。

まず、各衝突角度における接合界面の圧力変化に注目する。Fig.5- 40 は、 $\beta=10\sim 25^\circ$ の圧力分布を示す。衝突速度はすべての条件でほぼ 600m/s であるため、この場合の衝突点近傍の圧力変化は、衝突角度に依存するものである。衝突角度が大きくなるほど衝突点近傍の圧力は低下することがわかった。衝突角度によって接合界面の圧力が変化する理由を、式 5.1 の Flyer plate の運動量( $mV$ )と力積( $Ft$ )から考える。

$$mV = Ft \quad 5.1$$

式中の、 $m$  は Flyer plate の質量、 $V$  は Flyer plate の衝突速度、 $F$  は力、 $t$  は衝突時間であ

る。ここで Flyer plate の質量  $m$ (300×300×2mm の Cu 板)と衝突速度  $V$ が各衝突角度で同じであるとする。運動量  $mV$ は各衝突角度で等しくなる。衝突角度が大きくなると、衝突点の移動速度が低下する。Model 1 から求めた各衝突角度の Flyer plate と Parent plate の衝突時間は、衝突角度 5°で、41 $\mu$ s, 10°で 82 $\mu$ s, 15°で 122 $\mu$ s, 20°で 161 $\mu$ s, 25°で 200 $\mu$ s であり、衝突角度が大きくなるほど衝突時間は長くなる。式 5.1 によれば、運動量が等しい場合、衝突時間  $t$ が長くなると力  $F$ は減少する。よって、接合界面に作用する力  $F$ が小さくなり、圧力は小さくなると考えられる。

次に、各衝突角度における比内部エネルギー変化の内訳に注目し、温度上昇の要因について検討する。

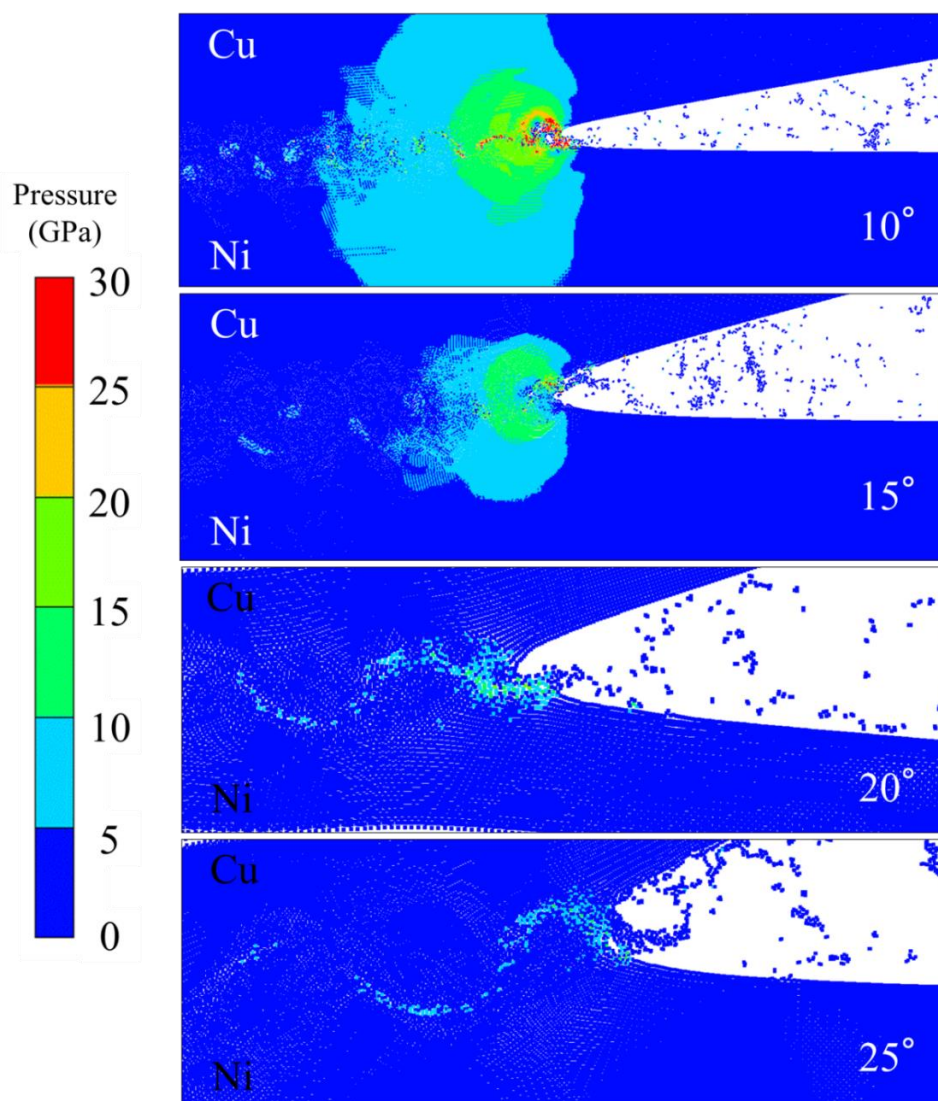


Fig.5- 40 Pressure distribtion at the joint interface for each impact angle,  $\beta$ .

Fig.5- 41 は  $\beta=10\sim 25^\circ$ における接合界面の比内部エネルギー変化とその内訳を示す。縦軸は図内の黒線に沿って測定した接合界面の位置であり、横軸は各位置での比内部エネルギー

である。

図には、各衝突角度で得られた波状界面の渦部 A を横断する図内の実線における比内部エネルギーの内訳(塑性変形エネルギー(青色)、熱力学的仕事(赤色))を示している。なお、 $\beta=10^\circ$ の横軸は、他の衝突角度に比べて 2 倍大きいことに注意いただきたい。

$\beta=10^\circ$ では、界面近傍の  $300\sim 600\mu\text{m}$  の領域で比内部エネルギーが増加していることがわかる。特に、渦部 A に対応する  $400\sim 500\mu\text{m}$  の領域では、熱力学的仕事が支配的となった。

$\beta=15^\circ$ では、 $\beta=10^\circ$ に比べ比内部エネルギーが増加する領域が広がり、 $500\sim 1000\mu\text{m}$  の領域で比内部エネルギーの増加が見られた。特に、渦部 A に対応する  $500\sim 600\mu\text{m}$  の領域では、熱力学的仕事が支配的であった。

$\beta=20\sim 25^\circ$ の比内部エネルギーが増加する領域は、それぞれ界面近傍の  $0\sim 700\mu\text{m}$ 、 $300\sim 1000\mu\text{m}$  の範囲に見られた。界面近傍では、熱力学的仕事と塑性変形エネルギーがほぼ 1:1 程度となり、 $\beta=10^\circ$ ならびに  $15^\circ$ で見られたような熱力学的仕事が支配的な領域はほとんど観察されなかった。

Fig.5- 42 は、Fig.5- 41 に示した各衝突角度における塑性変形エネルギーと熱力学的仕事の総量を示す。ここから各衝突角度における接合界面の温度上昇の要因について検討する。

$\beta=10^\circ$ では、圧力が大きいため、熱力学的仕事が比内部エネルギーの 75%を占めた。 $\beta=15^\circ$ では、 $\beta=10^\circ$ に比べ圧力が低下したため熱力学的仕事の割合が減少し、比内部エネルギー全体の 50%を占めた。 $\beta=20^\circ$ では、圧力が低下することで熱力学的仕事の占める割合が減少したが、波状界面が大きく形成されるため、塑性変形エネルギーが増加した。結果、塑性変形エネルギーは比内部エネルギー全体の 60%を占めるようになった。同様に  $\beta=25^\circ$ でも、塑性変形エネルギーが比内部エネルギー全体の 70%を占めるようになった。

このように衝突角度が増加すると衝突点近傍の圧力が低下するため、比内部エネルギーの増加への熱力学的仕事の寄与は小さくなる。一方、衝突角度が大きくなるほど、波状界面が大きく形成されるため、塑性変形エネルギーの寄与は大きくなることがわかった。比内部エネルギーの総量は、衝突角度が大きくなるほど、わずかに減少していたがほぼ同じであった。

衝突角度が小さい場合、接合界面近傍の圧力増加によって接合界面近傍の熱力学的仕事が増加する。さらに波状界面が小さいため塑性変形範囲は接合界面近傍に限られる。そのため衝突角度が小さい場合、温度上昇範囲は界面近傍に限られる。

一方、衝突角度が大きい場合、衝突角度が小さい場合に比べ接合界面近傍の圧力は小さいため熱力学的仕事の増加量は小さい。一方で波状界面が大きく形成されるため、衝突角度が小さい場合に比べて広範囲で塑性変形が生じる。そのため衝突角度が大きい場合には、衝突角度が小さい場合に比べ温度上昇範囲は広範囲となる。

既に述べたが、衝突角度によらず比内部エネルギーはほぼ同じであった。よって比内部エネルギーが増加する範囲が狭いほど接合界面の温度が高くなるはずである。すなわち、衝突角度が小さいほど、接合界面近傍の温度は接合界面近傍で上昇するため、界面に沿って局所融解領域が生成しやすいと考えられる。一方で、衝突角度が大きい場合、広範囲で温度が上昇するため衝突角度が小さい場合に比べてその接合界面の温度は低く、渦部のような領域以

外で局所融解領域は生じにくいと考えられる。

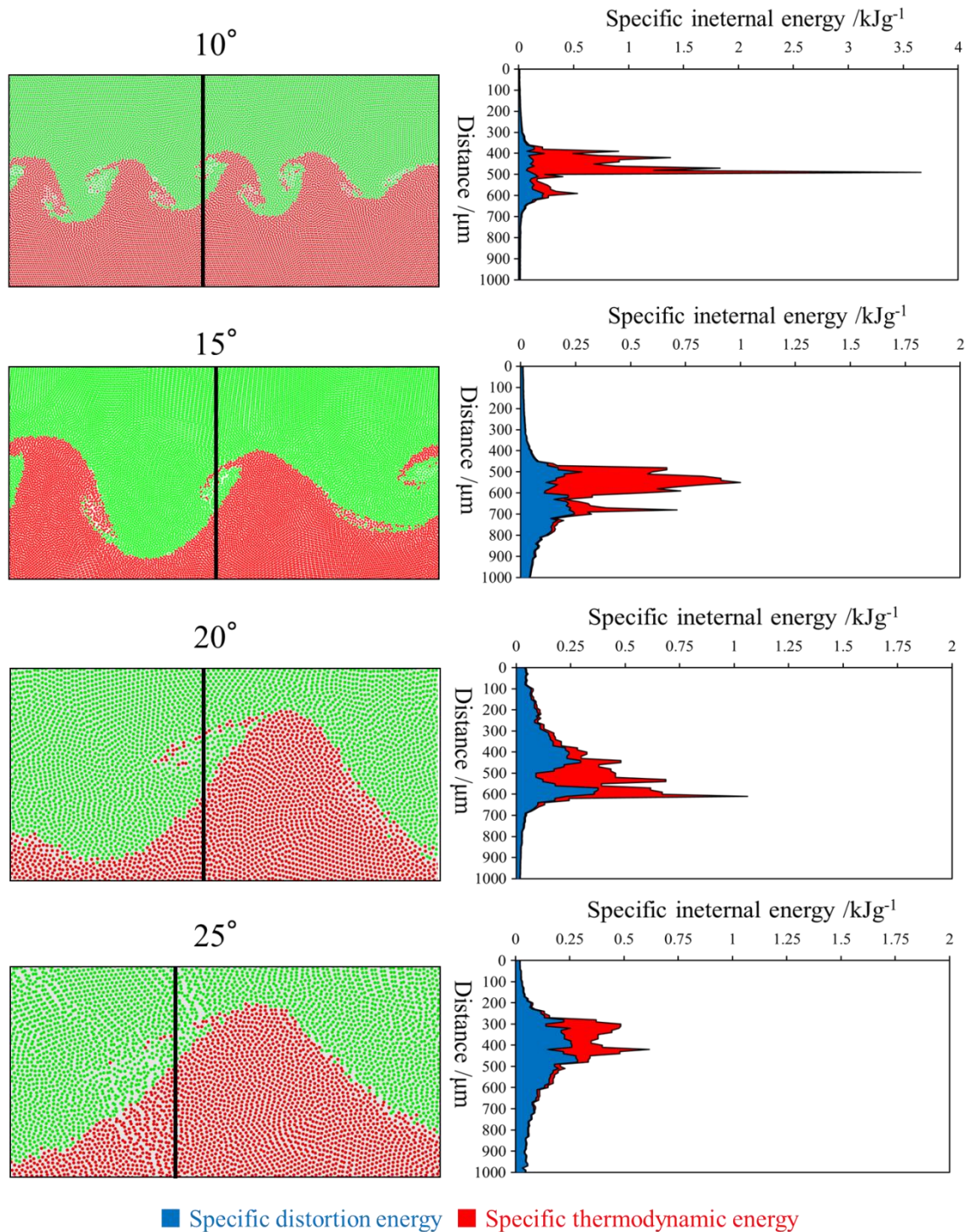


Fig.5- 41 Line profile of the specific internal energy, specific distortion energy and thermodynamics work at the joint interface

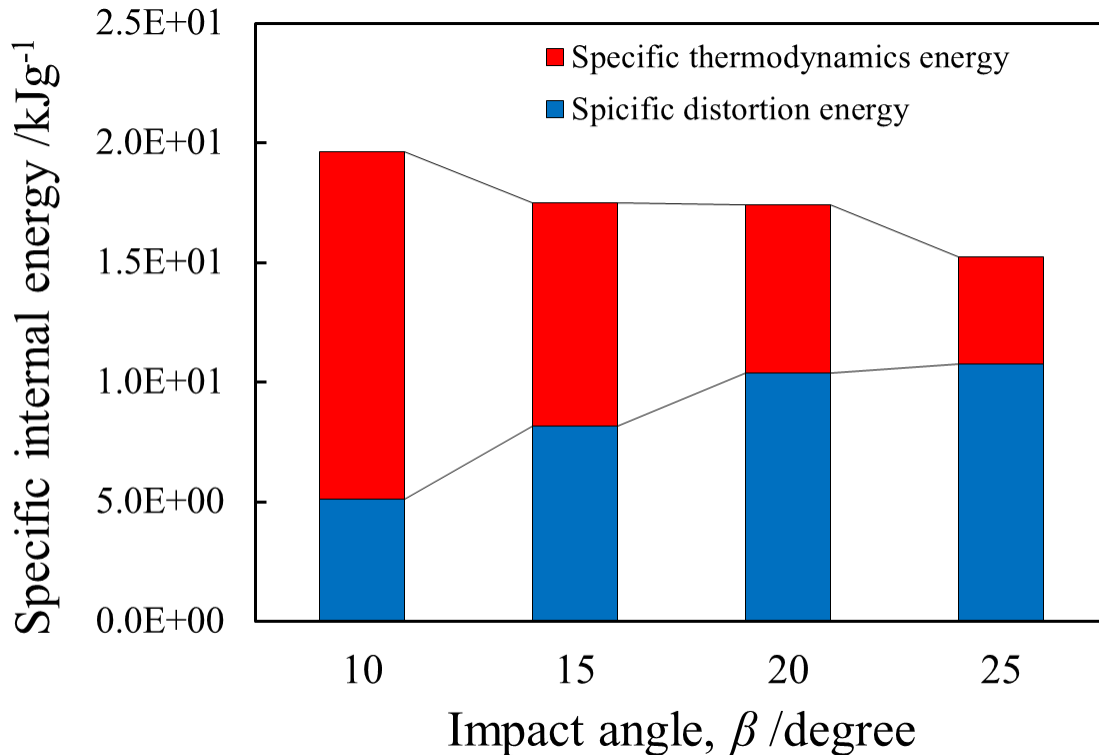


Fig.5- 42 Specific thermodynamics work and specific distortion energy for each impact angle.

#### 6.4. 各衝突角度で形成された接合界面の冷却速度

本研究により  $\beta=10\sim 25^\circ$  の爆発圧接合界面では数  $\mu\text{s}$  の間に波状界面が形成され、特に渦部や界面で温度が急激に増加することが明らかになった。さらにこの急激な温度上昇は、接合界面近傍のごく限られた領域で生じ、界面から数百  $\mu\text{m}$  離れると、Cu, Ni とも母材の温度はほとんど上昇しないことが明らかとなった。

Fig.5- 43 は、各衝突角度において生成される局所融解領域(渦部 A)における温度の時刻歴変化(a)と冷却速度(b)を示すものである。(a)に示すように、衝突速度  $10^\circ$  ならびに  $15^\circ$  では、Model 3 の  $0\mu\text{s}$  時に  $2700\text{K}$  であった温度が  $300\mu\text{s}$  間で約  $1200\text{K}$  まで急激に低下した。 $\beta=20^\circ$  ならびに  $25^\circ$  では、 $0\mu\text{s}$  時に  $2300\sim 1900\text{K}$  あった温度が約  $300\mu\text{s}$  の間に約  $1000\text{K}$  まで急激に低下した。(b)は、各衝突角度における冷却速度を示している。このようにわずかな差はみられるものの、オーダーとしては  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  で、衝突角度が大きいほど、冷却速度は小さくなった。

いずれの衝突角度においても、接合界面と母材の数百  $\mu\text{m}$  の間には  $1000\sim 1500\text{K}$  の温度差が生じ、そのため非常に大きな温度勾配が発生していると考えられる。よって接合界面から母材への急激な抜熱が生じるため、接合界面近傍では Fig.5- 43(b)に示したように  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーの冷却速度で温度低下が起こると考えられる。衝突角度が大きいほど、接合界面の温度上昇が広範囲で生じるため、接合界面と母材の間の温度差が小さくなると考えられる。 $\beta=5^\circ$  の温度上昇範囲は、 $\beta=10^\circ$  より狭くなり、かつ接合界面の温度は高くなると考えられるため、冷却速度はおそらく  $\beta=10^\circ$  よりも大きくなると推測される。

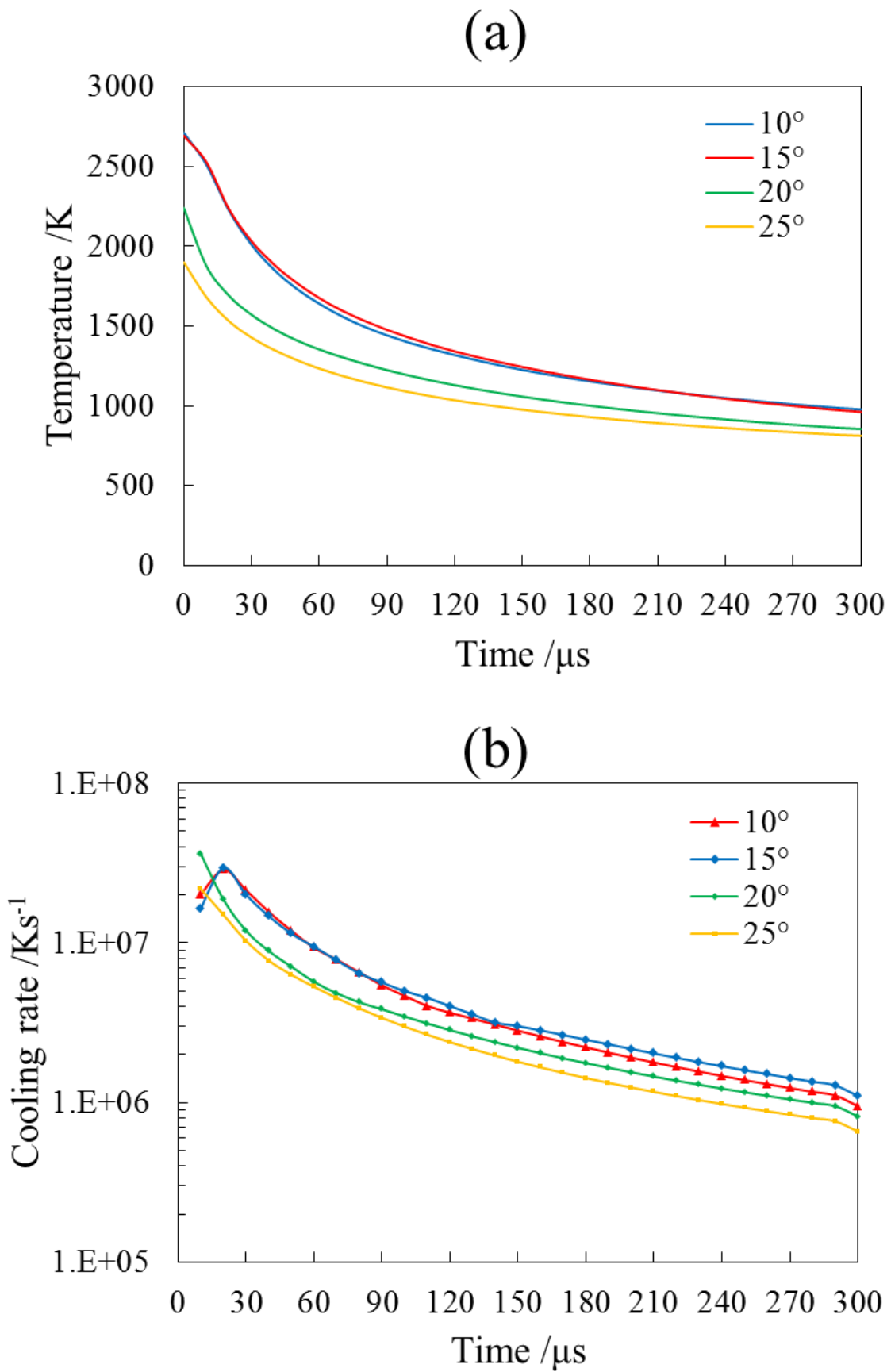


Fig.5- 43Temperature change(a) and cooling rate (b) for each impact angle,  $\beta$  during 300 $\mu$ s

## 6.5. 接合界面における合金化領域の生成過程

本研究では、Model 1 を用い  $V$  が 600m/s で、 $\beta=5, 10, 15, 20, 25^\circ$  となる実験条件を求めて、Cu/Ni 爆発圧接材を作製した。そして、衝撃圧接による接合界面での波状界面の形成と温度上昇を取り扱う Model 2、ならびに冷却過程を取り扱う Model 3 を連成した数値解析を行うことにより、種々の衝突角度における接合界面の合金化領域の生成過程を再現することができた。

波状界面の形成に伴い、界面近傍ならびに渦部の温度は Cu と Ni の融点以上まで急激に上昇した。よって、ここでは局所的な融解が生じると考えてよい。局所融解が起こる渦部と界面近傍では、Model 2 の解析結果が示すように Cu 粒子と Ni 粒子が混ざり合っており、よって、ここで合金融液が生成し、凝固すれば、合金化領域となるはずである。

さて、接合界面の温度上昇は極めて短時間で起こる。よって接合界面から母材へと熱が拡散する時間がなく、そのため接合界面とほぼ室温の母材部分との間には極めて大きな温度差が生じる。この大きな温度勾配により、接合界面から母材に向かって急速な抜熱が生じ、この結果、局所融解領域は、 $10^6 \sim 10^7 \text{K/s}$  オーダーで超急冷されると考えられる。

局所融解領域の合金成分が一定であると仮定すれば、その凝固は局所融解領域の幅の狭い部分から始まり、また抜熱方向と逆方向、すなわち融解部の外側から中央部へ向かって凝固が進行するはずである。よって幅の広い局所融解領域においては、その中央部が合金化領域の最終凝固部となる。凝固収縮により最終凝固部にはボイド(引け巣)が発生する。Fig.5-8 に示した実験結果は、数値解析による予測とよい一致を示している。これは本研究で行った解析手法の妥当性を証明するものである。

衝突角度が大きい場合には、衝突点近傍の圧力が小さくなり、熱力学的仕事による温度上昇が小さくなると考えられる。また、大きく波状界面が形成されるため、接合界面の広い範囲で塑性変形による温度上昇が生じる。衝突角度によらず、接合界面の比内部エネルギーは等しいため、比内部エネルギーが広範囲で増加するほど、接合界面の温度は低下する。よって、衝突角度が大きくなると、接合界面に生じる局所融解領域は小さくなる。このことは衝突角度の増加により接合界面の合金化領域の拡大を抑制できることを示唆している。

## 7. 小括

本章では、Cu/Ni 異種金属接合について種々の衝突角度で、Euler-Lagrange 連成解析 (Model 1) を用いて爆薬の爆轟とそれに伴う Flyer plate が Parent plate に傾斜衝突する様子を再現し、衝突速度が 600m/s で、衝突角度が、 $5, 10, 15, 20, 25^\circ$  となる実験条件を Model 1 から求めた。また、その条件で実際に Cu/Ni 爆発圧接材を作製した。Model 1 による数値解析によって得られた衝突速度と衝突角度をもとに、SPH 法 (Model 2) により各衝突角度における、衝突中のメタルジェット放出挙動と波状界面形成過程を再現した。また Model 3 を用い各衝突角度の波状界面形成後の接合界面で生じる冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現した。

波状界面は、衝突角度によらず衝突点から放出されるメタルジェットが衝突点前方の金属

表面に交互に衝突することで形成された。各衝突角度において放出されたメタルジェット中の SPH 粒子比を分析すると、Cu と Ni の SPH 粒子数の比率は、およそ 1:1 であった。また衝突角度が大きくなるほど、放出されるメタルジェットの温度が、低下することがわかった。すなわち、衝突角度が小さい場合にはメタルジェットは気相であるが、衝突角度が大きくなると、液相、固相状態となると考えられる。衝突角度によらず接合界面の比内部エネルギーの総量はほぼ同じであるため、比内部エネルギーが増加する範囲が狭いほど最高温度が高くなる。すなわち、衝突角度が小さいほど、接合界面近傍の温度は接合界面近傍で上昇するため、界面に沿って局所融解領域が生成しやすいと考えられる。一方で、衝突角度が大きい場合、広範囲で温度が上昇するため衝突角度が小さい場合に比べてその接合界面の温度は低くなり、渦部のような領域以外で局所融解領域は生じにくく、合金化領域の生成量は減少する。

各衝突角度において、主に渦部と界面極近傍に局所融解領域が形成された。波状界面形成直後、接合界面近傍と界面から離れた母材の間には大きな温度差が生じ、これによる大きな温度勾配によって、急激な抜熱が起こることがわかった。各衝突角度の接合界面に生成した局所融解領域の冷却速度は、 $10^6 \sim 10^7 \text{K/s}$  オーダーであり、これは衝突角度によらずほぼ同じであった。

合金化領域の生成過程について検討した結果、衝突角度によらず、局所融解領域の外側から中央部に向かって凝固が進行し、合金化領域の最終凝固部は局所融解領域の中央部となることわかった。実際の接合界面の合金化領域の中央部にはボイドが観察されており、よってこのボイドは最終凝固部で生じた凝固収縮によるものと考えられる。

爆発圧接により得られた Cu/Ni 接合材の波状界面形態(波高、波長)やボイドの位置は、数値解析により得られた界面形態と定量的によく一致した。

## 第6章 Cu/Al 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響

### 1. 緒言

第5章では、衝突角度 $\beta$ が異なる5つのCu/Ni爆発圧接材を作製し、併せて数値解析によって接合界面で生じる(I)~(V)への $\beta$ の影響について調査した。これにより $\beta$ が、メタルジェットの放出量ならびに相状態、圧力分布、温度分布、合金化領域の生成量に影響していることを明らかにした。これは $\beta$ によって接合界面の合金化領域を制御できることを示唆している。この結果を踏まえ本章では、中間層が形成されるCu/Al爆発圧接材においても $\beta$ によって中間層が制御可能であるかについて検討する。第5章と同様、 $V$ を一定、 $\beta$ を $5\sim 25^\circ$ としてCu/Al爆発圧接材を作製するとともに、数値解析(Model 1~3)を用いて、 $\beta$ が接合界面で生じる(I)~(V)に及ぼす影響について調べ、メタルジェットの成分、放出量や放出される相状態、圧力分布、接合界面の温度分布ならびに温度上昇の要因、各衝突角度における冷却速度や中間層の生成量の変化について検討を行う。

### 2. 爆轟解析(Model 1)を用いた実験条件の設定

#### 2.1. 爆発解析の条件と寸法

第5章と同様、衝突速度を $V=600\text{m/s}$ とし、衝突角度が $\beta=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$ となるような、5つの解析モデル(No.1~No.5)を作製した。本章のModel 1の寸法や材料の配置は、第5章のFig. 5-4と同じである。Model 1の対称系は、奥行き方向に無限遠に続くとして仮定した2次元平板体系とし、単位系はmm, mg,  $\mu\text{s}$ とした。本章では、第5章のCu/Ni爆発圧接材を作製した際の条件を基に、Parent plateのNiをAlに置き換え、他の条件については第5章から変更せずに解析を実施した。Model 1の5つの解析モデルの爆轟条件をTable 6-1に示す。

第2章で述べたように、Flyer plate, Parent plateならびにAnvilのソルバーにはLagrange, 空気と爆薬のソルバーにはEulerを選択した。すべての条件で、Flyer plateにCu, Parent plateにAlを使用し、各々の板厚は2mmとした。Anvilには、SS400を使用し、幅320mm, 板厚50mmとした。なお、各領域のメッシュサイズは第3章と第4章と同じく、Flyer plateとParent plateは $0.25\times 0.25\text{mm}$ , Anvilは $2\times 2\text{mm}$ , 爆薬と空気は $0.5\times 1\text{mm}$ とした。

爆薬の状態方程式にはJWL状態方程式、空気には、理想気体の状態方程式を用いた。Flyer plate, Parent plateおよびAnvilの状態方程式にはMie-Grüneisen型衝撃Hugoniot状態方程式を選択した。Flyer plateとParent plateの構成則にはSteinberg-Guinan modelを用いた<sup>23</sup>。AnvilにはSS400を用いたが、AUTODYNの材料ライブラリーにはSS400に該当する材料がない。そのため、Seidtらが報告したSS400に近い鋼のJohnson-Cook modelの材料パラメータを用いて、SS400をAUTODYNの材料ライブラリーに新たに加え、それをAnvilの構成則に用いた<sup>108</sup>。

Table 6- 1 Simulation conditions for No.1 ~5.

	No.1	No.2	No.3	No.4	No.5
Flyer plate	Cu (t=2mm)				
Parent plate	Al (t=2mm)				
Mass of the explosive (kg)	1.8	1.8	2.5	1.5	1.5
Thickness of the explosive per unit area (mm)	33	33	46	28	28
Initial incline angle (°)	10	5	2	6	10
Gap (mm)	20	20	7	10	10
Detonation point	Upper right	Upper right	Upper left	Upper left	Upper left

## 2.2. Model 1 を用いた爆轟解析結果

Table 6-2 に Model 1 から得られた No.1~No.5 の  $V$  と  $\beta$  を示す. Flyer plate が厚さ 2mm の Cu で, 爆薬量, 初期傾斜角度, Flyer plate と Parent plate の間隔が第 5 章の条件と同じであれば, Parent plate の金属が Ni から Al に置き換えられたとしても, 得られる  $V$  と  $\beta$  はほとんど変化しなかった. その結果, 目標とした  $V(600\text{m/s})$  と  $\beta(5, 10, 15, 20, 25^\circ)$  に非常に近い値が得られた.

Table 6-2 Impact velocity and impact angle for each condition.

	No.1		No.2		No.3		No.4		No.5		
Impact velocity $V$ (m/s)	$V_x$	607	77.3	608	87.6	606	95.4	602	106	620	110
	$V_y$		-602		-601		-599		-593		-609
Impact angle $\beta$ (°)	4.2		9.2		16.2		20.1		24.5		

## 3. 爆発圧接法の実験方法と界面組織の観察方法

2.3 で求めた  $V=600\text{m/s}$  で,  $\beta=5, 10, 15, 20, 25^\circ$  となる 5 つの実験条件(No.1~5)で, Cu/Al 爆発圧接材を作製した. Flyer plate に無酸素銅(Cu), Parent plate に工業用純アルミニウム(Al)を使用した. 板材の寸法は  $300 \times 300 \times 2\text{mm}$  である. 鋼製の固定具の上に Parent plate を置き, スパイサーを用いて Flyer plate と Parent plate の間に 7~20mm の間隔を設けた. Flyer plate は, Parent plate に対して初期傾斜  $\alpha=2\sim 10^\circ$  だけ傾けて設置した. 爆薬には, 硝酸アンモニウムを主成分とした爆薬を用い, 各条件の爆薬質量/飛翔板質量比(E/M 比)を, それぞれ, 1.12( $5^\circ$ ), 1.12( $10^\circ$ ), 1.56( $15^\circ$ ), 0.93( $20^\circ$ ), 0.93( $25^\circ$ )とした. 爆薬を Flyer plate の上面に

設置し、雷管から爆薬を起爆した。圧接材の作製は室温、大気圧下で実施した。

Cu/Al 接合材には起爆点から 100mm 以上離れた位置から、波状界面の振幅と波長が一定となる定常部が見られた。そこで Cu/Al 圧接材を爆轟の進行方向に沿って切断し、起爆点から 180mm の位置から縦 10mm×横 20mm の寸法の組織観察用試験片を採取した。

試験片の断面を SiC 研磨紙(#120～#2000)とダイヤモンドペースト(粒度 6 $\mu$ m～1 $\mu$ m)で機械研磨し、OPS を用いて鏡面に仕上げ、OM を用いて界面組織を観察した。

#### 4. Model 2 と Model 3 の解析方法

##### 4.1. 波状界面形成過程の解析(Model 2)

SPH 法を用い、接合界面の波状界面形成過程とそれに伴う温度上昇を再現する Model 2 の解析モデルの模式図を Fig.6-1 に示す。Model 2 の対称系は、奥行き方向に無限遠に続くと仮定した 2 次元平板体系とし、単位系は mm, mg,  $\mu$ s とした。Model 2 では、解析モデル内の Flyer plate と Parent plate の寸法をそれぞれ横 20mm×縦 2mm とし、Anvil は、横 20mm×縦 20mm とした。Flyer plate, Parent plate ならびに Anvil の状態方程式と構成則については、Model 1 と同じである。Anvil の最下部を固定するため、Anvil の最下部から 1mm の範囲に位置する SPH 粒子に Fixed layer を設けた。第 4 章と同様に、Fig.6-1 に示すように本章の Model 2 では平滑化長さを場所によって変化させた。波状界面が形成される Flyer plate と Parent plate の衝突面から 1mm 以内の領域においては平滑化長さを 10 $\mu$ m とした。それ以上の厚さ方向の領域においては、波状界面形成の影響が小さいと考えられるため平滑化長さを 20 $\mu$ m とした。Anvil に関しても、波状界面のような大きな変形は生じないため、細かい平滑化長さを必要としない。そこで、Anvil を 1～3 の領域にわけ、それぞれにおいて 40, 80, 160 $\mu$ m の異なる平滑化長さを設定し、Model 2 の解析要素を削減した。なお Anvil 1 ならびに 2 の厚さは 1mm で、Anvil 3 の厚さは、18mm とした。

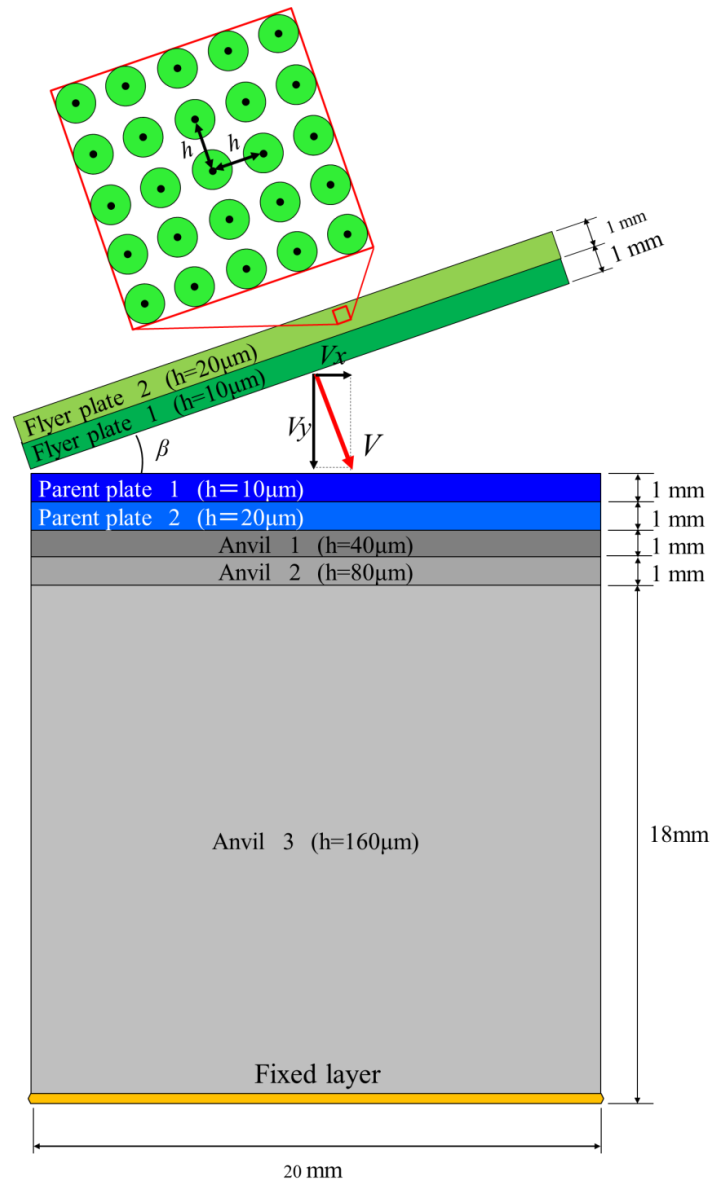


Fig.6- 1 Schematic illustration of the Model 2.

#### 4.2. 熱伝導解析(Model 3)

接合界面の冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現する Model 3 では Flyer plate, Parent plate ならびにそれらの接合界面を含むような横 5mm×縦 4mm の領域をモデル化した。なお Model 3 には Anvil を含めない。解析モデルのメッシュサイズ  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  は  $10\mu\text{m}$  とし、時間ステップ  $\Delta t$  は、第 2 章で述べた CFL 条件を考慮し、 $0.25\mu\text{s}$  とした。Model 3 の計算方法、解析モデルの概要については第 2 章を参照されたい。

Model 2 で再現した波状界面の物質分布、温度分布ならびに局所融解領域の物質分布をもとに、Model 3 の解析を行う。そのためには、Model 3 の初期条件となる接合界面の温度分布と Cu, Al, 局所融解領域ならびに中間層の熱拡散率が必要となるが、この熱拡散率の定義については後述する。具体的な解析モデルの作製方法については、第 2 章ならびに第 4 章を参照していただきたい。

## 5. 結果および考察

### 5.1. 実験結果

#### 5.1.1. Cu/Al 爆発圧接材の外観

Fig.6-2 は、 $\beta=5\sim 25^\circ$ における Cu/Al 爆発圧接材の外観を示す。 $\beta=5^\circ$ では、両板が大きく変形しており、ほぼ全面で剥離が生じていた。 $\beta=10^\circ$ では、Flyer plate の一部で Cu 板が膨らんだ形状となり、しわが見られた。一方、 $\beta=15\sim 20^\circ$ では、両板に大きな反り返りやしわは見られなかった。一方、 $\beta=25^\circ$ では、左下端部が巻き込むように大きく変形していた。これは、 $\beta=25^\circ$ の接合材が、爆発圧接した際に吹き飛ばされ、実験を実施した試験場のどこかに衝突した際の変形であると考えられる。

Fig.6-3 は、Cu/Al 爆発圧接材中央断面における接合界面の外観を示す。 $\beta=5^\circ$ では、全面で剥離していた。 $\beta=10^\circ$ では、起爆点から 150mm の範囲と右端部で剥離が生じていたが、全体の 30~40%で接合されていた。 $\beta=15\sim 25^\circ$ では、全面で接合されていた。

#### 5.1.2. 接合界面の光学顕微鏡組織

Fig.6-4 に、 $\beta=5\sim 25^\circ$ の Cu/Al 爆発圧接材における接合界面の光学顕微鏡写真を示す。なお各条件で上側が Cu、下側が Al であり、エッチング等の処理は行っていない。

$\beta=5^\circ$ では、接合界面で剥離が生じていた。Cu と Al の剥離表面には、Cu ならびに Al 母材とは異なる領域が観察された。Cu 側には 50 $\mu\text{m}$  程度の厚さの Al の色に似た中間層が見られ、その層内にはボイドが見られた。Al 側には厚さ 200 $\mu\text{m}$  程度の多くのボイドを含む中間層が見られた。

$\beta=10^\circ$ では、波状界面が明瞭には観察されず、接合界面に沿って 100~200 $\mu\text{m}$  程度の厚さの中間層が見られた。中間層の中央付近にはボイドが観察され、さらに接合界面に対して垂直方向のき裂と水平方向のき裂が観察された。

$\beta=15^\circ$ では、トリガー状の波状界面が観察された。波状界面の波高と振幅はそれぞれ 137 $\mu\text{m}$ 、485 $\mu\text{m}$  であった。波の頭頂部には中間層が見られた。中間層の中央部にはボイドが形成されていた。

$\beta=20^\circ$ では、 $\beta=15^\circ$ に比べて波高と波長がそれぞれ 183 $\mu\text{m}$ 、893 $\mu\text{m}$  の大きなトリガー状の波状界面が観察された。波の頭頂部には、 $15^\circ$ と同様に、中間層が見られた。中間層の中央部にはボイドが観察された。

$\beta=25^\circ$ では、波高と波長がそれぞれ、296 $\mu\text{m}$ 、1408 $\mu\text{m}$  の最も大きなトリガー状の波状界面が観察された。波の頭頂部には  $\beta=15^\circ$ 、 $20^\circ$ と同様に、中間層が観察された。

このように衝突角度によって界面形態は大きく異なった。衝突角度が小さい場合には、接合界面に沿って連続的に中間層が観察されるが、波状界面が大きい場合には、中間層は波の頭頂部にのみ観察された。

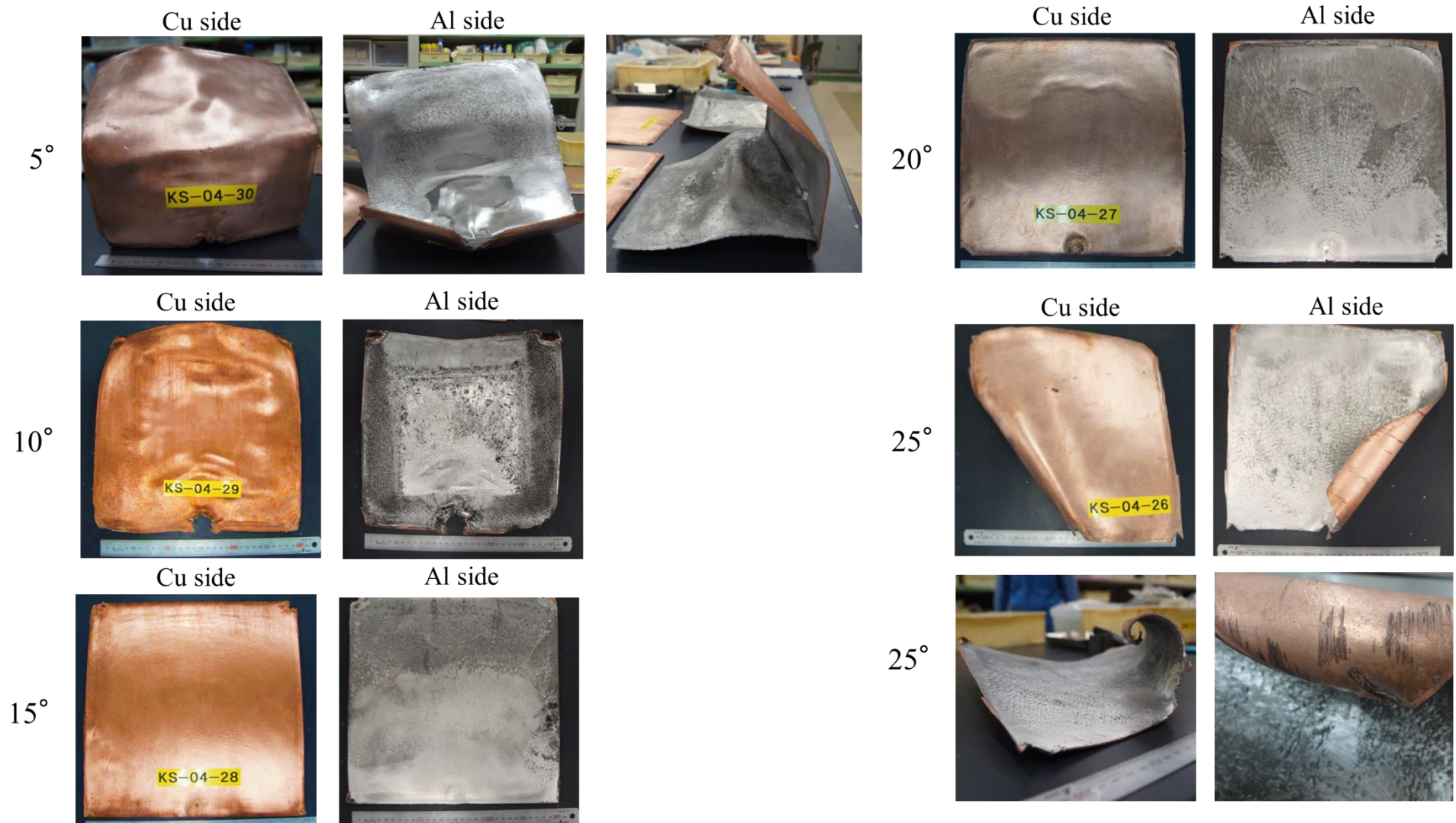


Fig.6- 2 Outlook of the explosive welded Cu/Al joint under each condition.

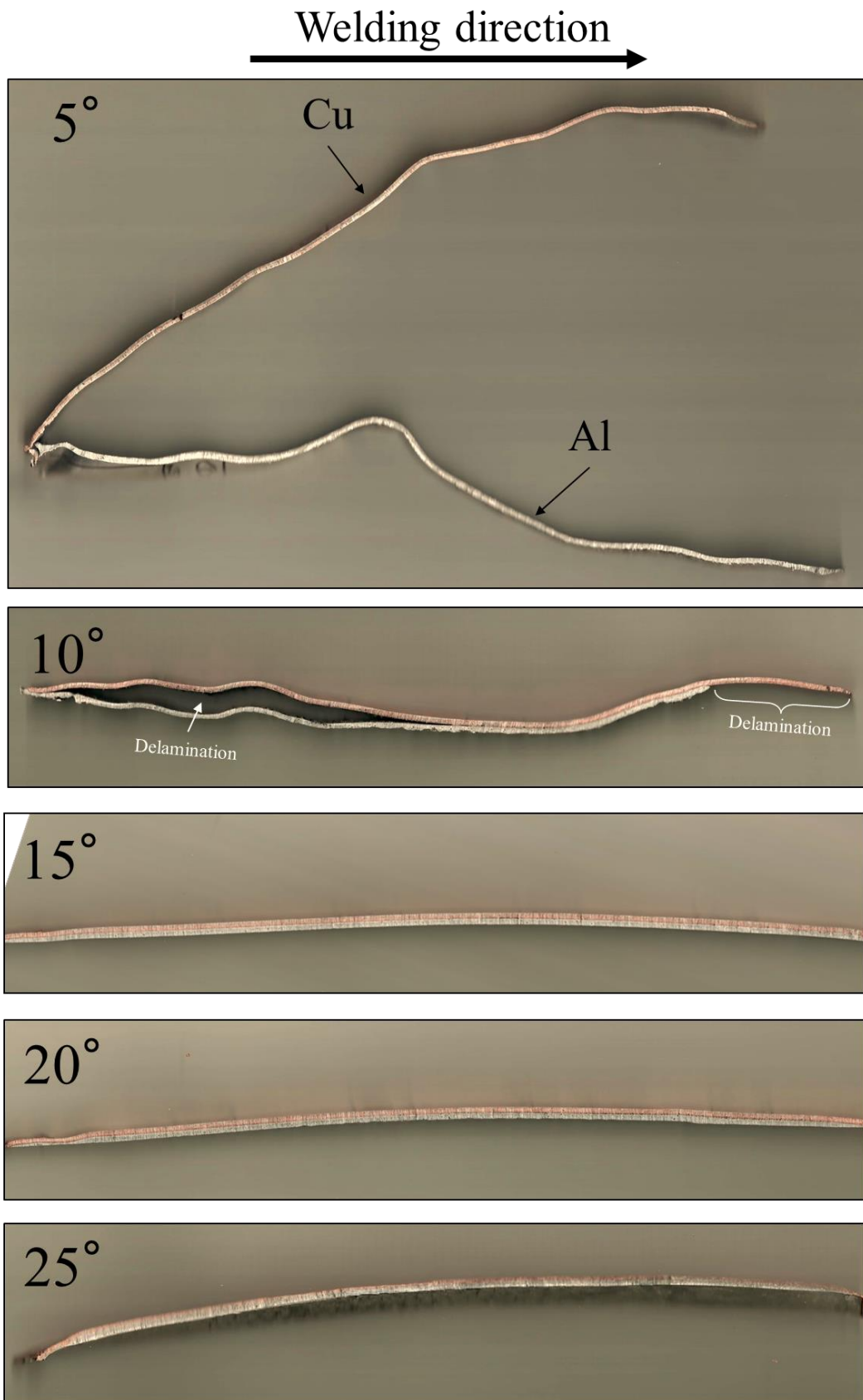


Fig.6- 3 Outlook of the joint interface produced at each impact angle,  $\beta$ .

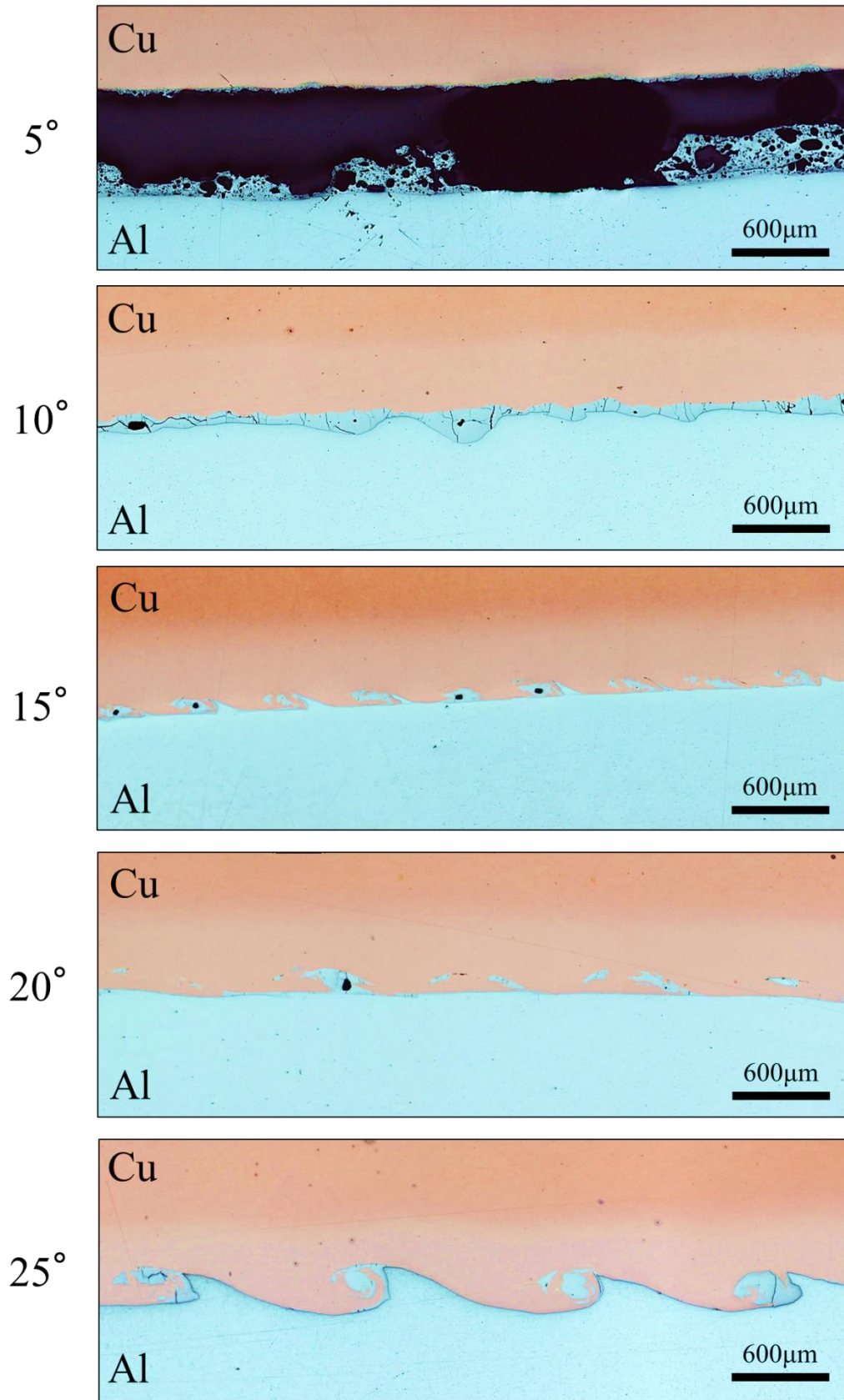


Fig.6- 4 Optical micrograph of Cu/Al interface for  $\beta=5\sim 25$  degree.

## 5.2. 数値解析結果

### 5.2.1. Cu/Al 接合材のメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程

Model 1(Euler-Lagrange coupling model)で求めた  $V$  と  $\beta$ (Table 6-2 を参照)を基に, Model 2(SPH model)でメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程を再現した. Fig.6- 5~Fig.5- 17 に各衝突角度におけるメタルジェットの放出挙動と波状界面の形成過程を示す.

#### 5.2.1.1. メタルジェットの放出挙動

$\beta=5^\circ$ では, 衝突点からメタルジェットは放出されなかった. 一方,  $\beta=10\sim 25^\circ$ では, 衝突点からメタルジェットが放出された. メタルジェットとして放出された SPH 粒子は, 主に Al であり, 放出されたメタルジェットは衝突点前方の Cu 表面にのみ衝突した.

放出されたメタルジェットの状態は  $\beta$  によって異なった.  $\beta=10^\circ$ では, 放出されたメタルジェットが分散した状態で衝突点前方に放出された.  $\beta=15^\circ$ では,  $\beta=10^\circ$ に比べて, SPH 粒子が部分的にクラスター状に放出された.  $\beta=20^\circ, 25^\circ$ と衝突角度が大きくなるほど, 放出されるメタルジェットの SPH 粒子がまとまって衝突点前方に放出された.

#### 5.2.1.2. 波状界面の形成過程

$\beta=5^\circ$ では, 界面は平坦で, 波は形成されなかった. 一方,  $\beta=10\sim 25^\circ$ では, トリガー状の波状界面が形成された. また, それらの波状界面の形成過程は, 第 4 章の Fig. 4- 24 に示した通りである. 衝突角度によらず, 衝突点前方の Cu 表面に Al のメタルジェットが衝突することでトリガー状の波状界面が形成された. また波の頭頂部には, Cu と Al の SPH 粒子が混ざり合う渦部が形成された.  $\beta=10^\circ$ の波状界面の波高と波長は  $54\mu\text{m}$ ,  $357\mu\text{m}$ ,  $\beta=15^\circ$ の波高と波長は  $141\mu\text{m}$ ,  $625\mu\text{m}$ ,  $\beta=20^\circ$ の波高と波長は  $175\mu\text{m}$ ,  $996\mu\text{m}$ ,  $\beta=25^\circ$ の波高と波長は  $209\mu\text{m}$ ,  $1500\mu\text{m}$ , であった.

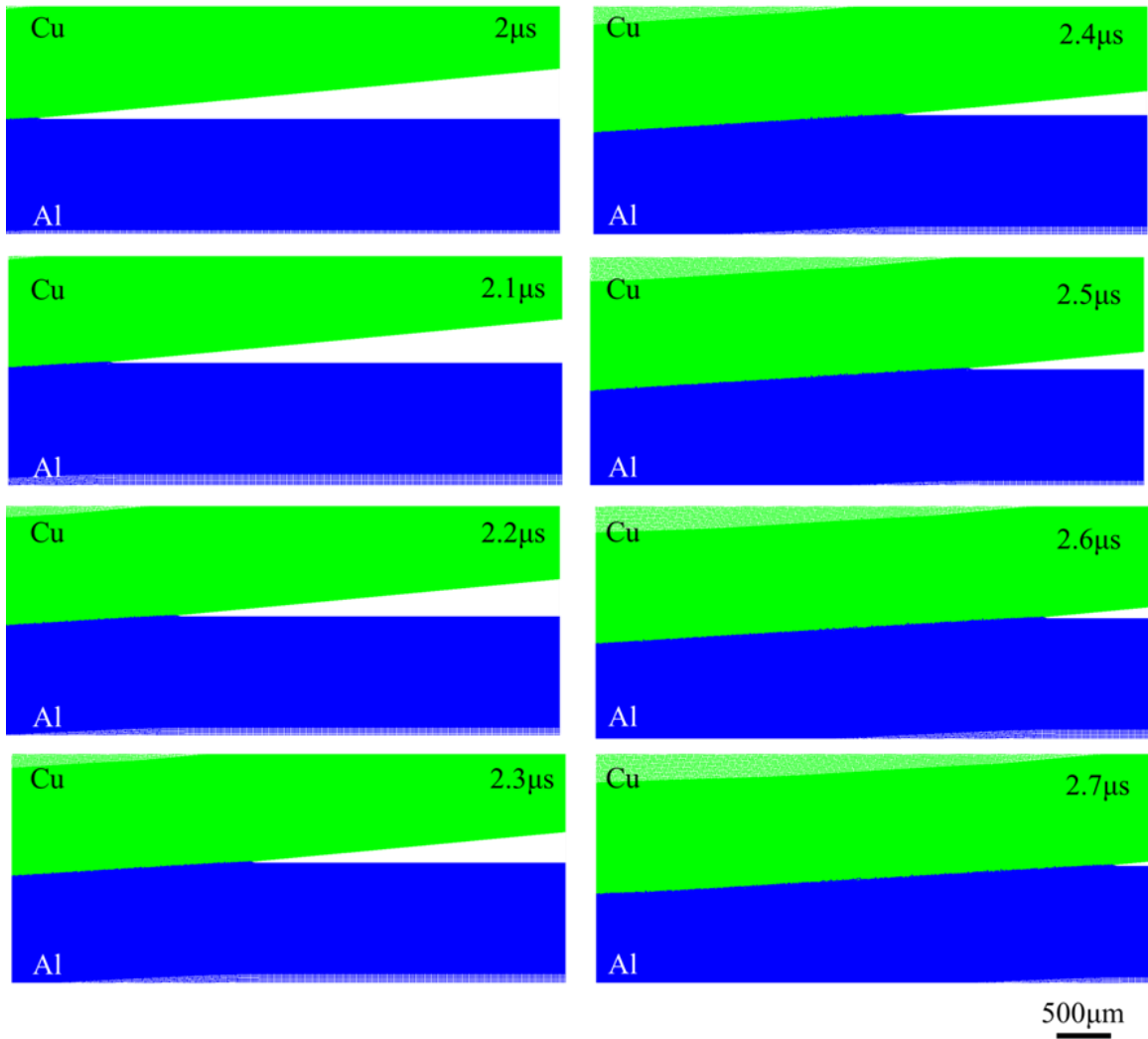


Fig.6- 5 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=5^\circ$ .

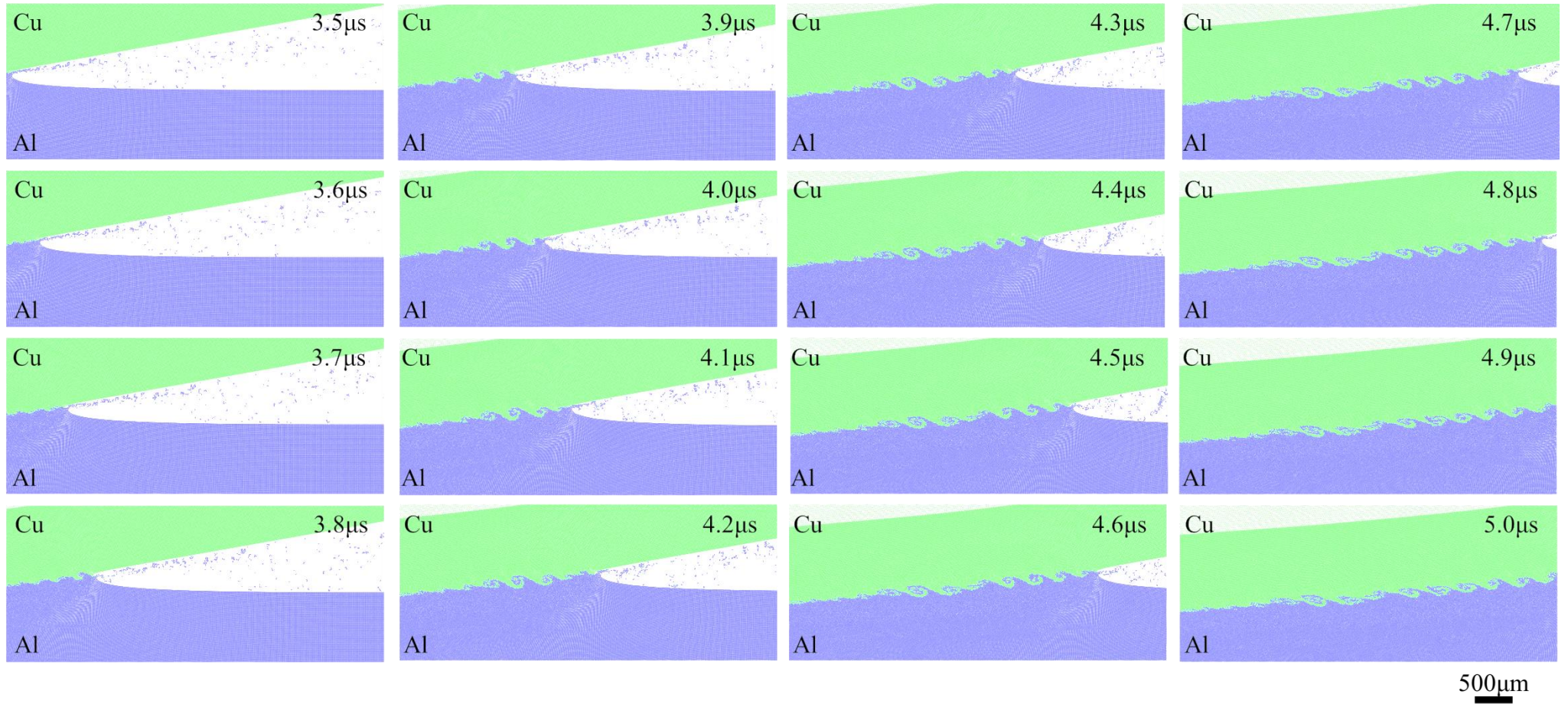


Fig.6- 6 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=10^\circ$ .

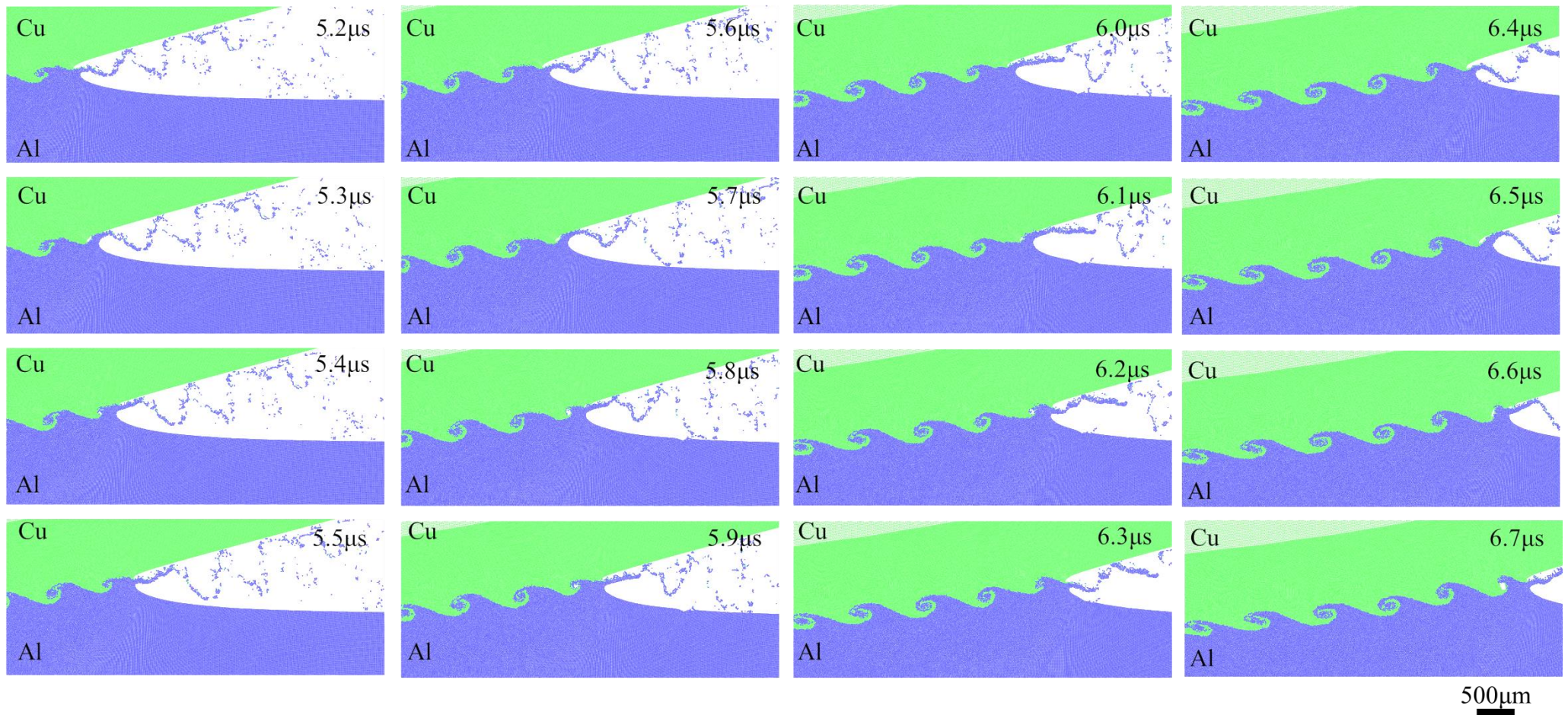


Fig.6- 7 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=15^\circ$ .

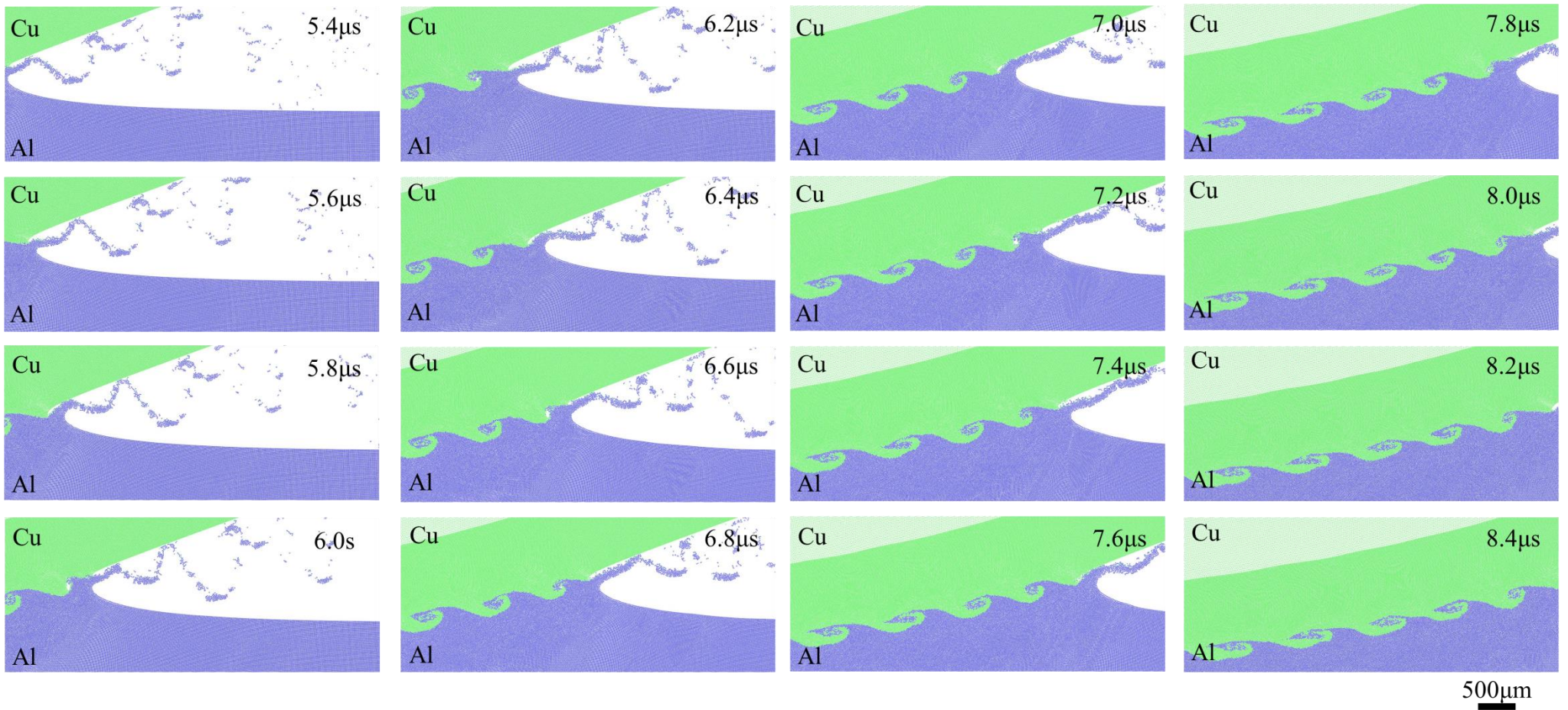


Fig.6- 8 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=20^\circ$ .

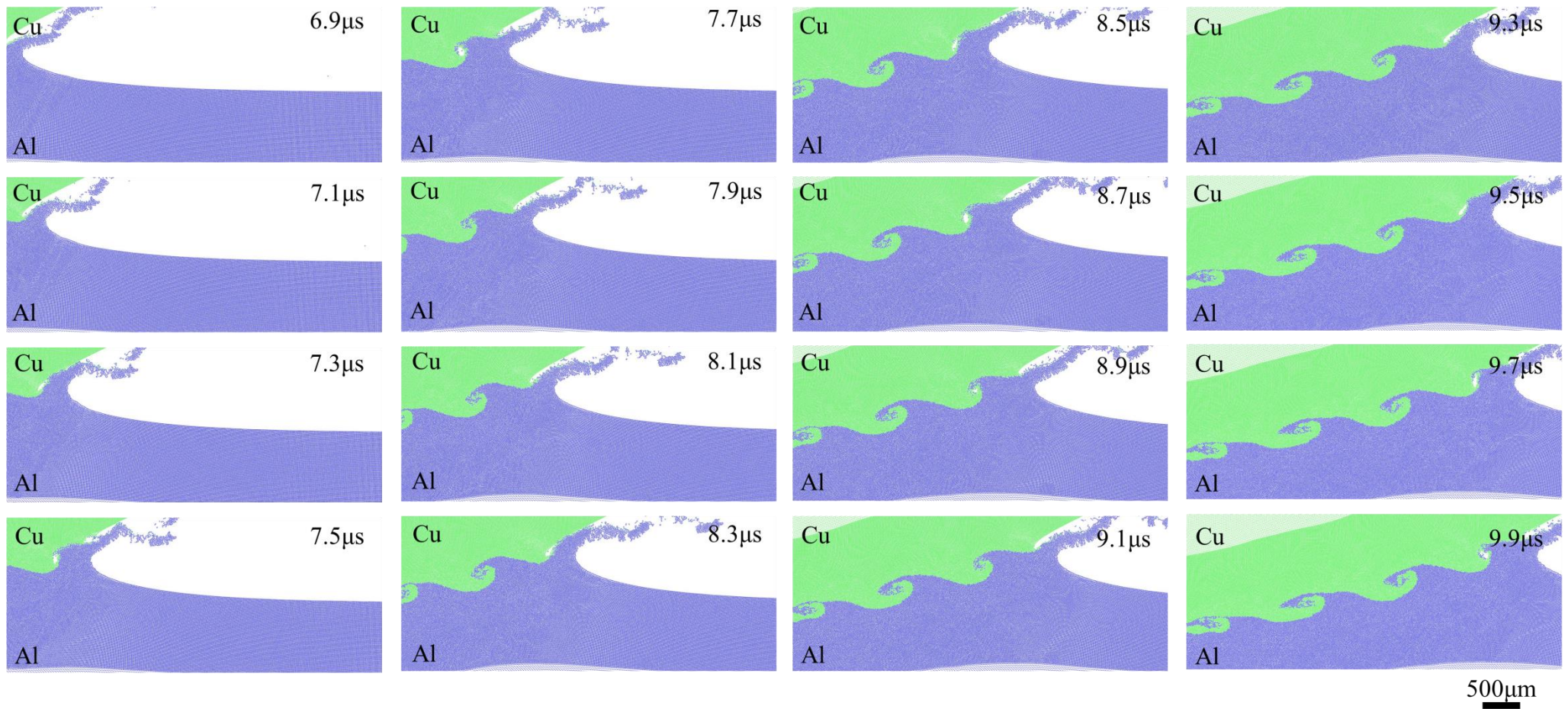


Fig.6- 9 Wavy interface formation behavior and metal jet emission during collision for  $\beta=25^\circ$ .

## 5.2.2. メタルジェットの放出挙動に及ぼす衝突角度の影響

### 5.2.2.1. メタルジェットの粒子比とメタルジェットの放出量

第5章で述べたように Cu/Ni 爆発圧接材では、衝突点からのメタルジェットの放出挙動は衝突角度によって変化した。ここでは、Cu/Al 爆発圧接材についてメタルジェットとして放出される Cu と Al の SPH 粒子の比率、圧力ならびに温度を調べ、衝突角度がメタルジェットの放出挙動に及ぼす影響について検討した。

Fig.6-10 は、各衝突角度において衝突点前方にメタルジェットとして放出された Cu と Al の SPH 粒子を示す。 $\beta=5^\circ$ では、メタルジェットが放出されなかったため、Fig.6-10 に含まなかった。 $\beta=10\sim 25^\circ$ では、メタルジェットは、Cu と Al が混合した状態で放出されるが、衝突角度が大きくなるほど、クラスター状の SPH 粒子が多くなることがわかった。また、衝突角度が大きくなるほど、メタルジェットの放出方向は一定となった。メタルジェットとして放出された Cu と Al の SPH 粒子をそれぞれ数え、各衝突角度のメタルジェットの SPH 粒子数比の変化を調べた。Fig.6-11 に、各衝突角度で放出されたメタルジェットの Cu と Al の SPH 粒子数を示す。衝突角度が大きくなるほど、放出されるメタルジェットの総数は増加することがわかった。Fig.6-12 はメタルジェット内の Cu と Al の SPH 粒子数の比を示す。メタルジェットとして放出される Cu と Al の粒子数比は 1:9~1:18 で、衝突角度によって変化した。Cu の粒子数比が最大となるのは、 $\beta=15^\circ$ であり、最小となるのは  $\beta=25^\circ$ であった。衝突角度が大きくなると、メタルジェットとして放出される Al の粒子数が増加する。しかし、メタルジェットとして放出される Cu の粒子数は Fig.6-11 に示すように、衝突角度によらずほぼ一定である。そのため、Fig.6-12 に示すように、メタルジェットの Cu と Al の SPH 粒子数比が変化したと考えられる。

● Cu ● Al

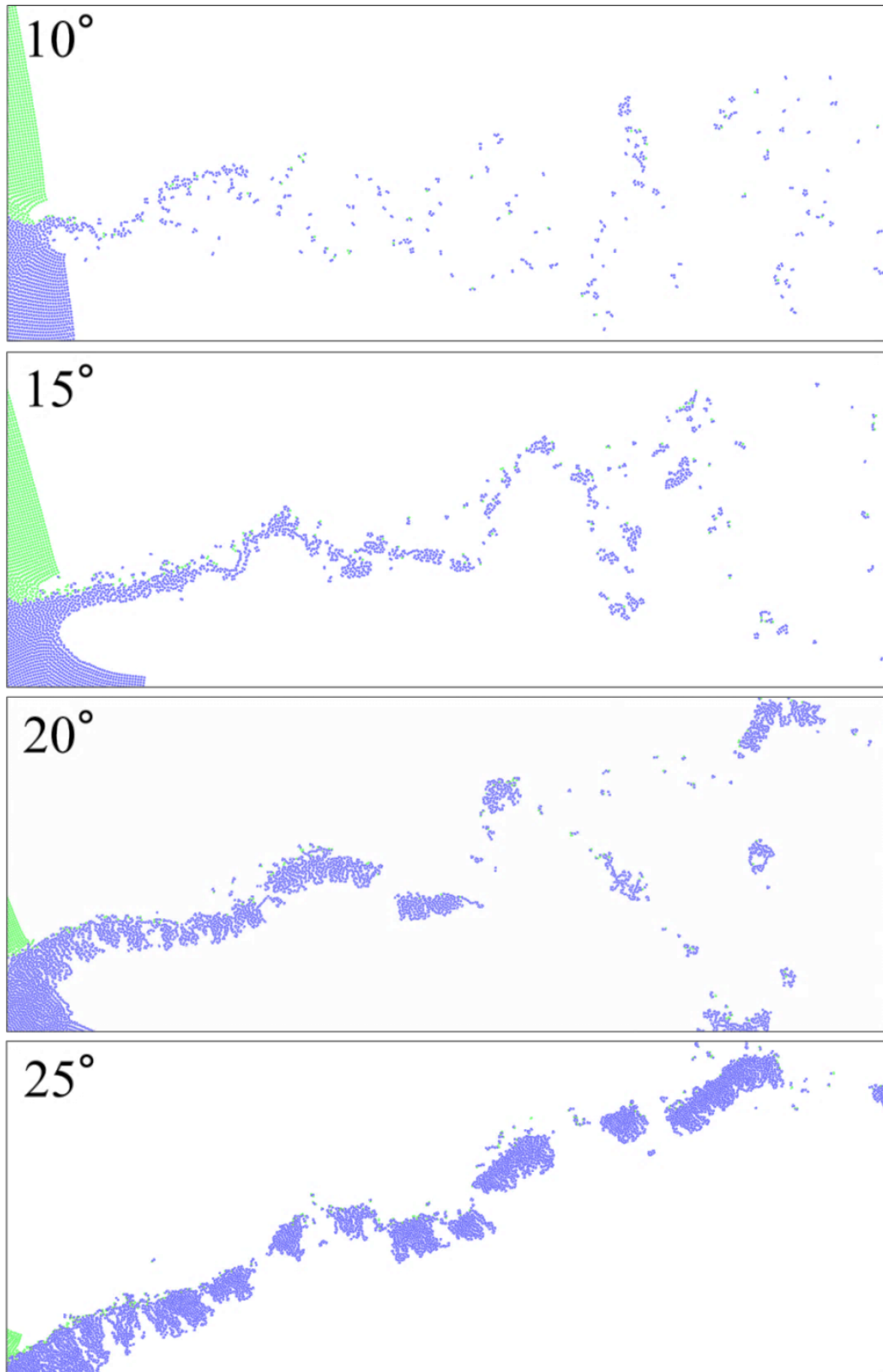


Fig.6- 10 Distribution on SPH particles emitted as a metal jet for each impact angle.

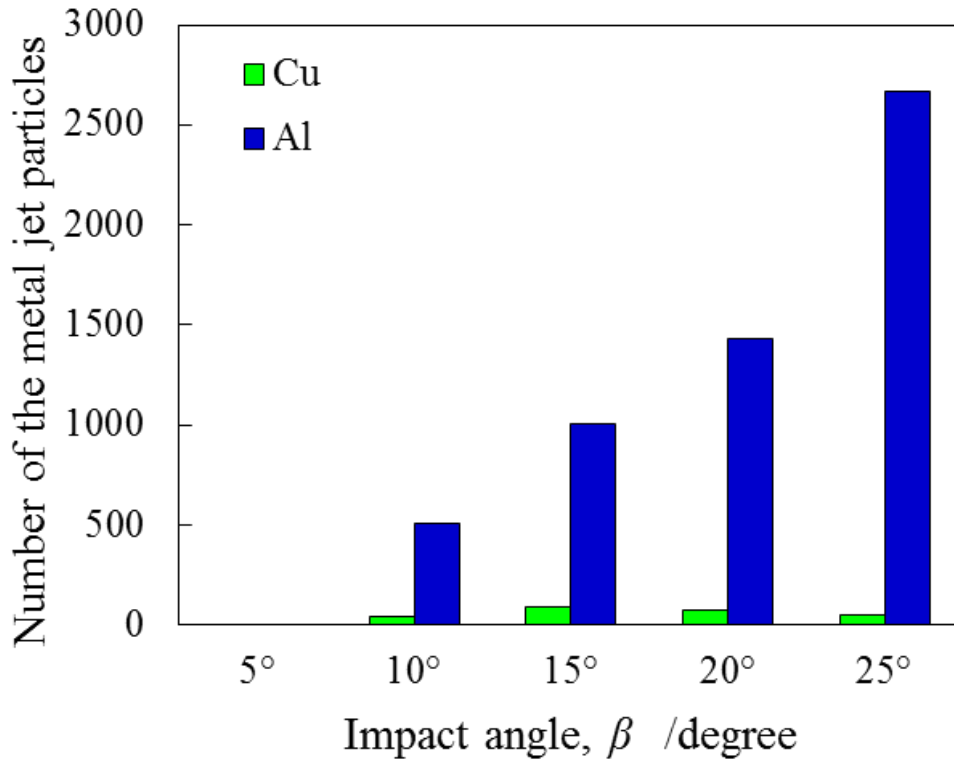


Fig.6- 11 Number of the metal jet particles for each impact angle.

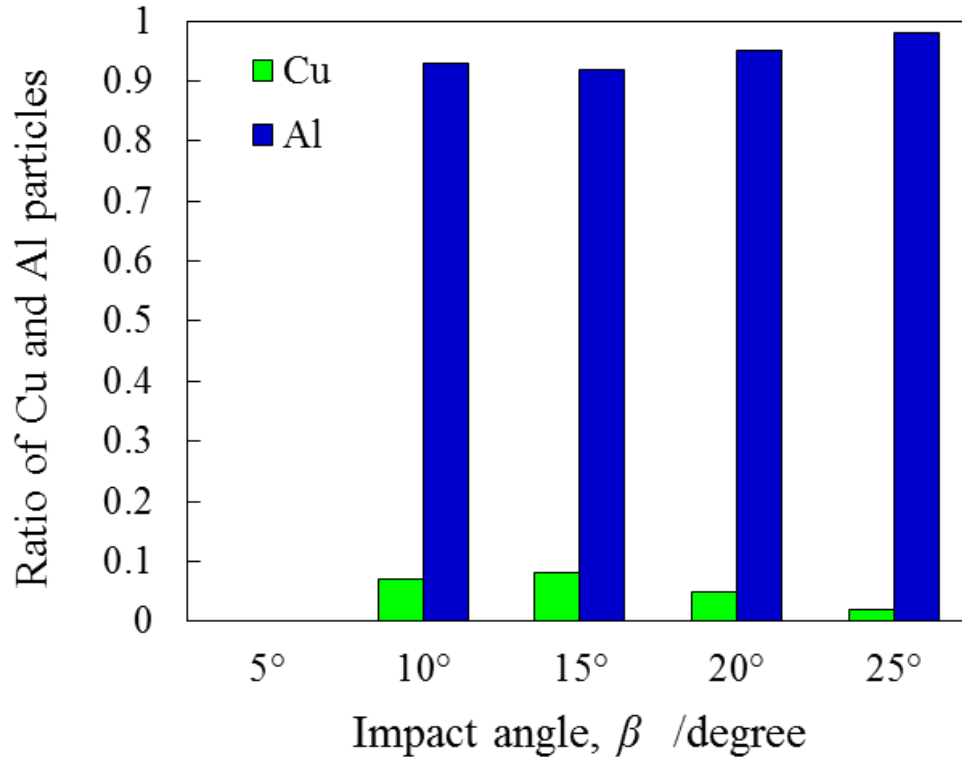


Fig.6- 12 Ratio of Cu and Al particles for impact angle.

Fig.6- 13 は、衝突点近傍の図内の破線内の領域にみられる盛り上がり部分(メタルジェット)の x 方向の速度ベクトル  $V_{J,x}$  と、衝突点の移動速度  $V_C$  を示したものである。  $V_{J,x}$  は衝突点近傍のメタルジェット中の 10 個の SPH 粒子について、それらの x 方向の速度ベクトル  $V_x$  を測定して求めた。

$\beta=10\sim 25^\circ$  の衝突角度において、計測した SPH 粒子の  $V_{J,x}$  は、  $V_C$  よりも大きかった。 Cu/Al 爆発圧接材は、先に第 5 章で述べた Cu/Ni 爆発圧接材のように、  $V_C$  より遅い粒子と速い粒子が混在していなかった。これは Cu/Al 爆発圧接材の  $\beta=10\sim 25^\circ$  の衝突角度においてメタルジェットの放出方向が安定していることを意味している。 Cu/Al 爆発圧接材においても、衝突点前方の Cu 表面に衝突した際、放出されたメタルジェットの放出方向は一時不安定になるものの  $V_{J,x}$  が、  $V_C$  より大きいため、メタルジェットの放出方向は安定しやすく、再び衝突点前方の Cu 表面に向かって放出され、衝突する。このような挙動が繰り返されることで、トリガー状の波状界面が形成されると考えられる。一方で、  $\beta=5^\circ$  はメタルジェットが放出されなかった。  $\beta=10\sim 25^\circ$  の  $V_{J,x}$  の解析結果から、図内の点線で示すような  $V_{J,x}$  の変化が予測できると考えられる。  $\beta=5^\circ$  では、  $V_C$  が  $V_{J,x}$  より大きいため、メタルジェットが放出されなかったと考えられる。

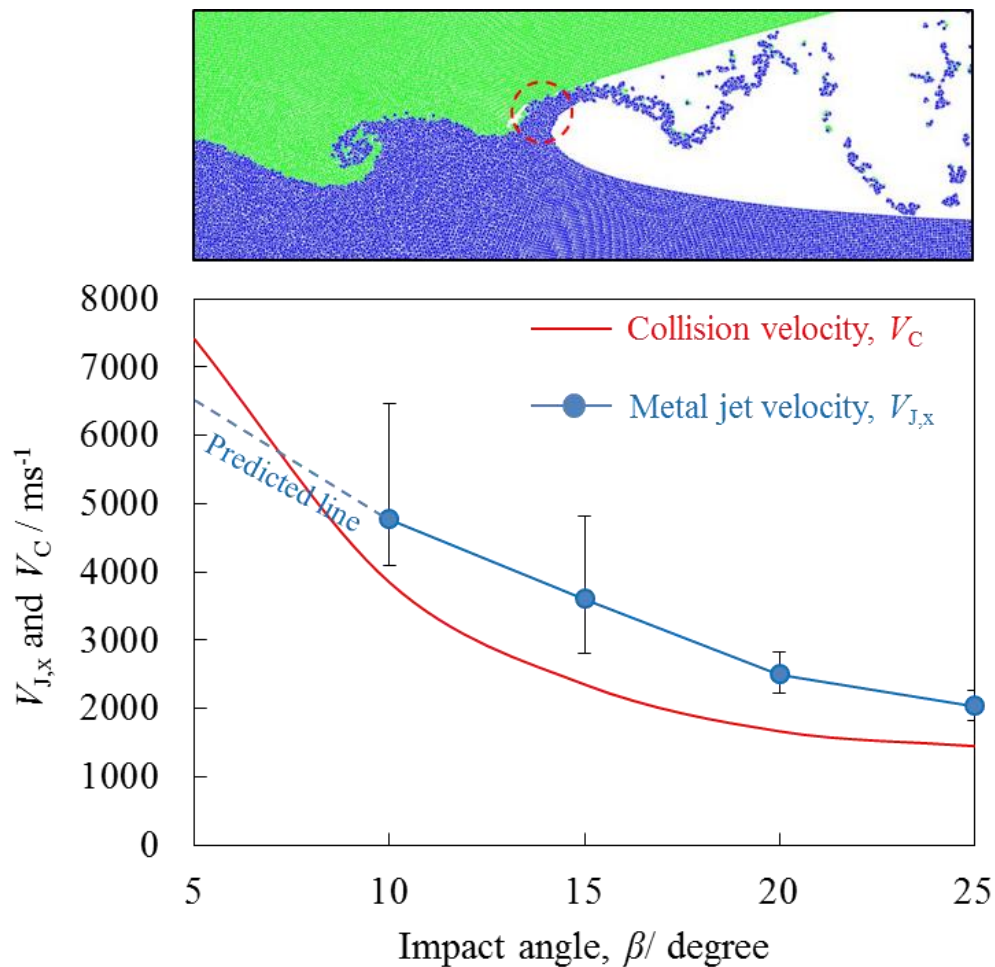


Fig.6- 13 Velocity of the metal jet and velocity of collision point for each impact angle.

#### 5.2.2.2. 放出されるメタルジェットの圧力ならびに温度

第5章で述べたように過去の研究においてメタルジェットは霧状(気相あるいは液相)か液滴状(液相)であると述べられている<sup>60</sup>。第5章のCu/Ni爆発圧接材では、衝突角度によってメタルジェットの温度が変化し、これにより気相、液相、固相のいずれかの状態で放出されることを明らかにした。ここでは、Cu/Niとは対照的な金属の組み合わせであるCu/Al爆発圧接材のメタルジェットの状態が衝突角度によってどのように変化するかについて検討を行う。

Fig.6-14は、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ における放出されたメタルジェットの圧力分布を示す。なお第5章と同様、Model 2においては空気層の存在を考慮していない。いずれの衝突角度においても放出されたメタルジェットに圧力増加は見られなかった。

Fig.6-15は、メタルジェットとして放出されたCuとAlのSPH粒子の温度分布を示す。 $\beta=10^\circ$ のメタルジェットのSPH粒子の一部は3000K以上に達しており、気相である可能性が高い、それ以外の粒子は、1200K以上の温度であり、液相であると考えられる。つまり $\beta=10^\circ$ のメタルジェットは気相と液相からなる可能性が高い。

$\beta=15^\circ$ の $\beta=10^\circ$ に比べるとその数は少ないながら、SPH粒子の一部は3000Kに達していた。ただし、大部分の粒子の温度は300~1200Kであり、液相もしくは固相であると予想される。よって、 $\beta=15^\circ$ のメタルジェットは気相、液相、固相が混在した状態であると考えられる。

$\beta=20^\circ\sim 25^\circ$ のメタルジェットのSPH粒子の温度は $\beta=10^\circ\sim 15^\circ$ に比べて低く、3000Kを超える粒子はほとんどなかった。放出されたメタルジェットは300~1200Kであり、液相と固相が混在した状態であると考えられる。また、衝突角度が大きくなるほど、温度がほとんど上昇していないSPH粒子の数が多くなった。このように衝突角度が増加するに従い、放出されるメタルジェットの温度は低下することがわかった。これは第5章のCu/Ni爆発圧接材と同じである。

さて、 $\beta=10^\circ$ では、放出されたメタルジェットの中でCuとAlのSPH粒子はランダムに混ざり合い、かつ粒子の温度はCuとAlの融点あるいは沸点を超えていた。よってCuとAlが合金化する可能性は高い。一方、 $\beta=15^\circ\sim 25^\circ$ では、CuとAlのSPH粒子は $\beta=10^\circ$ のように混ざり合うことはなく、かつ融点を超えるSPH粒子も少ない。よって合金化する可能性は低いと考えられる。

SPH法では周囲の粒子を重み関数で重ね合わせて計算を行うため、SPH粒子が低密度で存在する場合には、解析精度は低下してしまう。しかし、第5章のCu/Niならびに本章のCu/Alの両方で衝突角度が変化すると、放出されるメタルジェットの状態が変化するという共通の解析結果が得られた。よってFig.6-15に示した数値解析結果は、過去の実験的研究において示された観察結果の妥当性を証明するものであると考えられる。また、本解析結果はSPH法で放出されたメタルジェットの状態を判別できる可能性を示唆している。

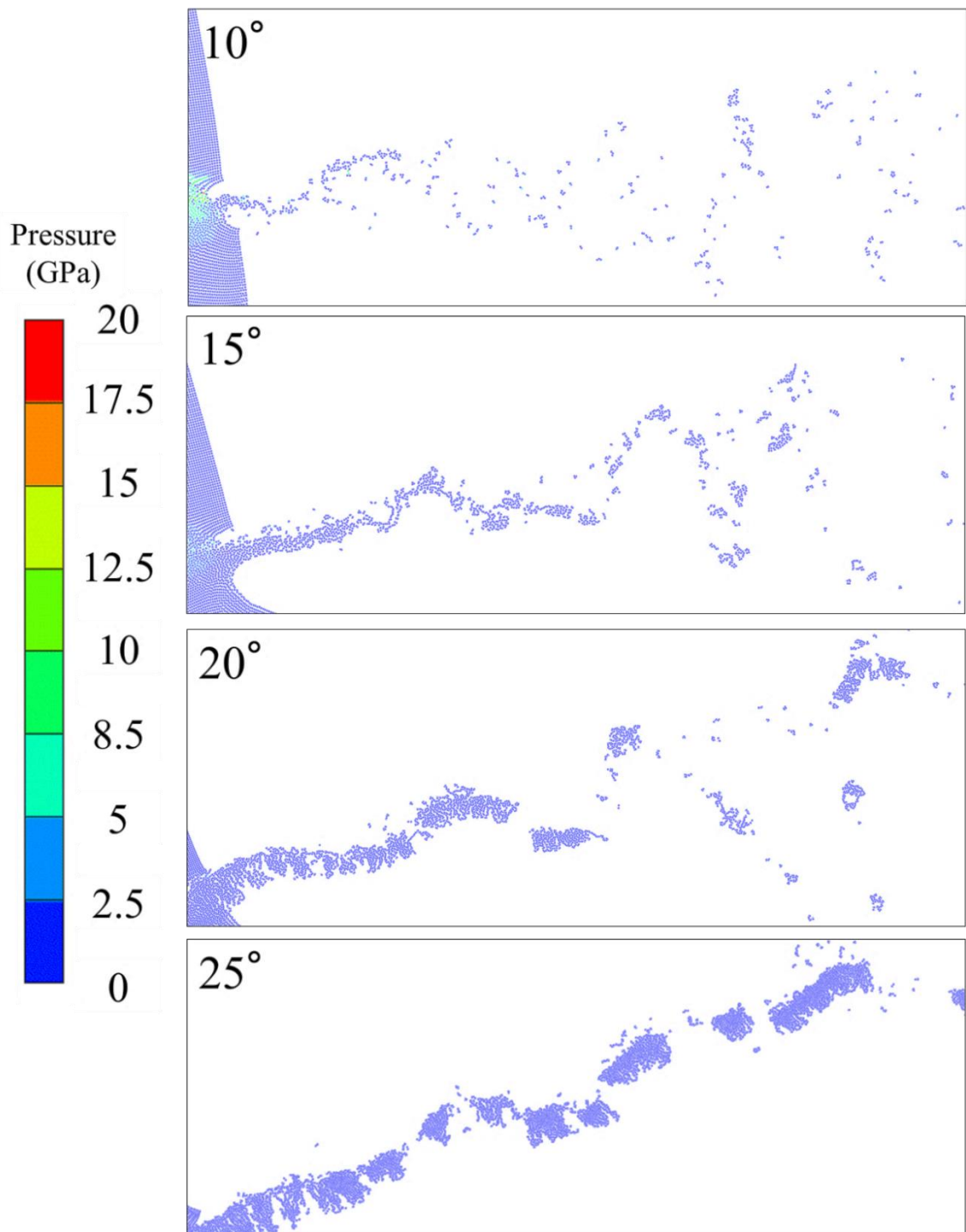


Fig.6- 14 Pressure distribution of the metal jet for each impact angle,  $\beta$ .

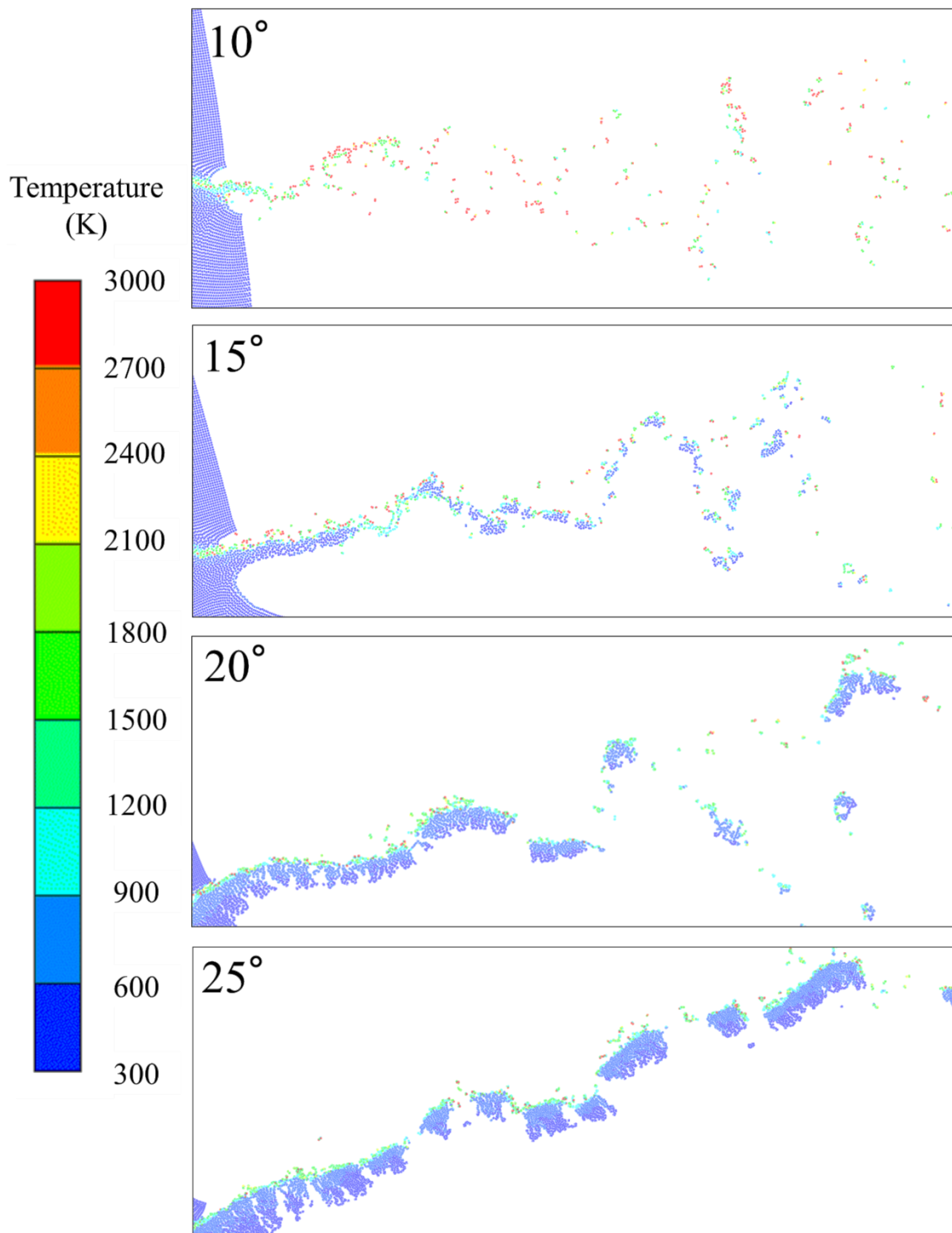


Fig.6- 15 Temperature distribution of the metal jet for each impact angle,  $\beta$ .

### 5.2.3. 数値解析結果と実験結果との整合性

第4章で述べたように、数値解析(Model 1~3)により、Cu/Al 爆発圧接材の波状界面形態のみならず、局所融解領域の生成位置と形状、組成およびその後の中間層の生成過程を再現することができた。ここでは数値解析結果と実験結果の整合性について検討する。

波状界面形態について比較する。Fig.6-16は、実際に接合界面で観察された波状界面の波高と振幅(赤色)と Model 2 で再現された波状界面の波高と振幅(青色)を比較して示したものである。なお、 $\beta=5^\circ$ では、波状界面は形成されなかった。 $\beta=10^\circ$ は、爆発圧接材の接合界面に、中間層が連続的に生成されていたため、振幅と波長が測定できなかった。しかし、Mode 2 を用いた数値解析では、波状界面が形成されたため、数値解析の結果のみ示している。

爆発圧接界面で観察される波状界面は冷却過程を経て一部が中間層化した領域を含む界面であるのに対し、Model 2 で再現できるものは、接合直後の物質分布による波状界面形態である。しかし、このことを考慮しても、Fig.6-16 に示した数値解析結果と実験結果はよく一致していると言える。また、波状界面の波高と波長は衝突角度が大きくなるほど大きくなり、これについても実験結果と数値解析結果はよく一致している。

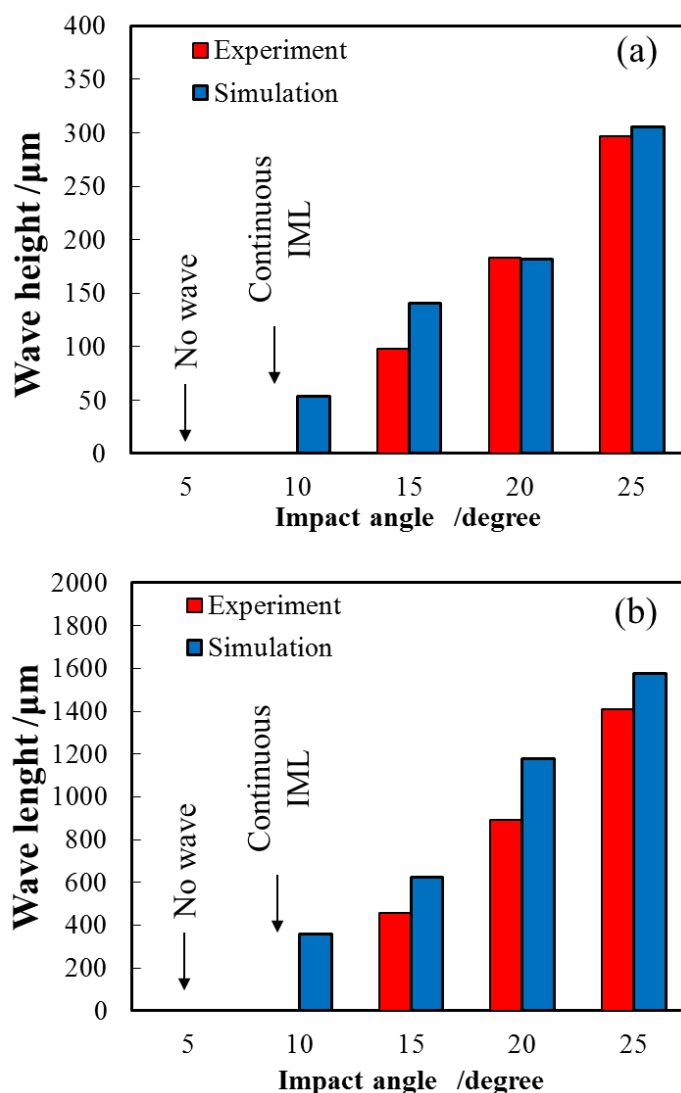


Fig.6- 16 (a)Wave height and (b)wave length for each impact angle.

#### 5.2.4. 接合界面の圧力変化

##### 5.2.4.1. $\beta=5^\circ$

Fig.6- 17 は、 $\beta=5^\circ$ における  $2\mu\text{s}$ ,  $2.3\mu\text{s}$  ならびに  $2.7\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。接合界面近傍は  $20\text{GPa}$  を超える圧力となることがわかった。Cu と Al の母材内部には衝撃波が生じ、特に Cu 側の衝撃波後方は  $15\sim 20\text{GPa}$  に達した。接合界面の  $2.5\text{GPa}$  を超える圧力の持続時間は  $0.7\mu\text{s}$  程度と、極短時間であった。

##### 5.2.4.2. $\beta=10^\circ$

Fig.6- 18 は、 $\beta=10^\circ$ における  $3.5\mu\text{s}$ ,  $4.2\mu\text{s}$  ならびに  $5.0\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は  $12.5\sim 20\text{GPa}$  に達し、衝突点周囲の圧力は  $8.5\sim 10\text{GPa}$  に達した。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $1\mu\text{s}$  程度であった。

##### 5.2.4.3. $\beta=15^\circ$

Fig.6- 19 は、 $\beta=15^\circ$ における  $5.2\mu\text{s}$ ,  $6.0\mu\text{s}$  ならびに  $6.9\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は  $\beta=10^\circ$  に比べて低く、 $10\sim 12.5\text{GPa}$  程度であった。衝突点周囲の圧力は  $5\sim 8.5\text{GPa}$  に達したが、その範囲は  $\beta=10^\circ$  に比べて小さくなった。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $0.9\mu\text{s}$  以下であった。

##### 5.2.4.4. $\beta=20^\circ$

Fig.6- 20 は、 $\beta=20^\circ$ における  $5.4\mu\text{s}$ ,  $6.8\mu\text{s}$  ならびに  $8.4\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は  $\beta=15^\circ$  に比べて低く、最大で  $5\sim 8.5\text{GPa}$  程度であった。また、 $\beta=10^\circ$ ,  $15^\circ$  のように、衝突点周囲に  $2.5\sim 5\text{GPa}$  を超えるような圧力上昇が見られた。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は約  $1\mu\text{s}$  程度であった。

##### 5.2.4.5. $\beta=25^\circ$

Fig.6- 21 は、 $\beta=25^\circ$ における  $6.9\mu\text{s}$ ,  $8.3\mu\text{s}$  ならびに  $8.9\mu\text{s}$  での接合界面の圧力分布を示している。衝突点近傍の圧力は最大で  $5\text{GPa}$  程度であり、圧力の上昇する範囲は  $20^\circ$  に比べて小さい。また、衝突点周囲の  $5\text{GPa}$  を超えるような圧力上昇は見られなかった。接合界面の数  $\text{GPa}$  を超えるような圧力の持続時間は  $1\mu\text{s}$  以下であった。

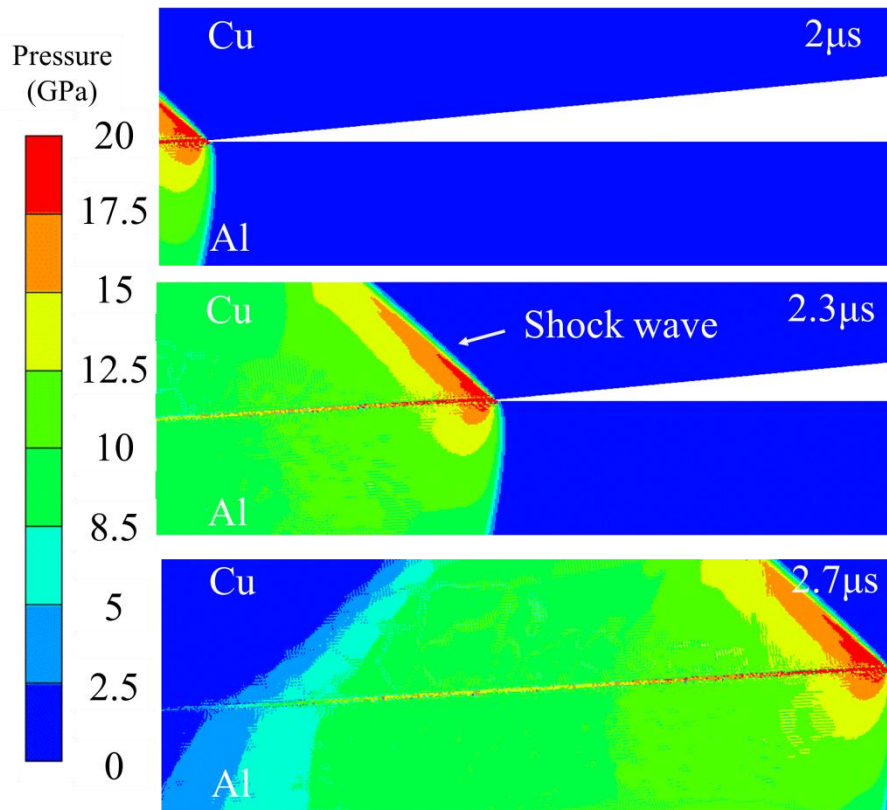


Fig.6- 17 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=5^\circ$ .

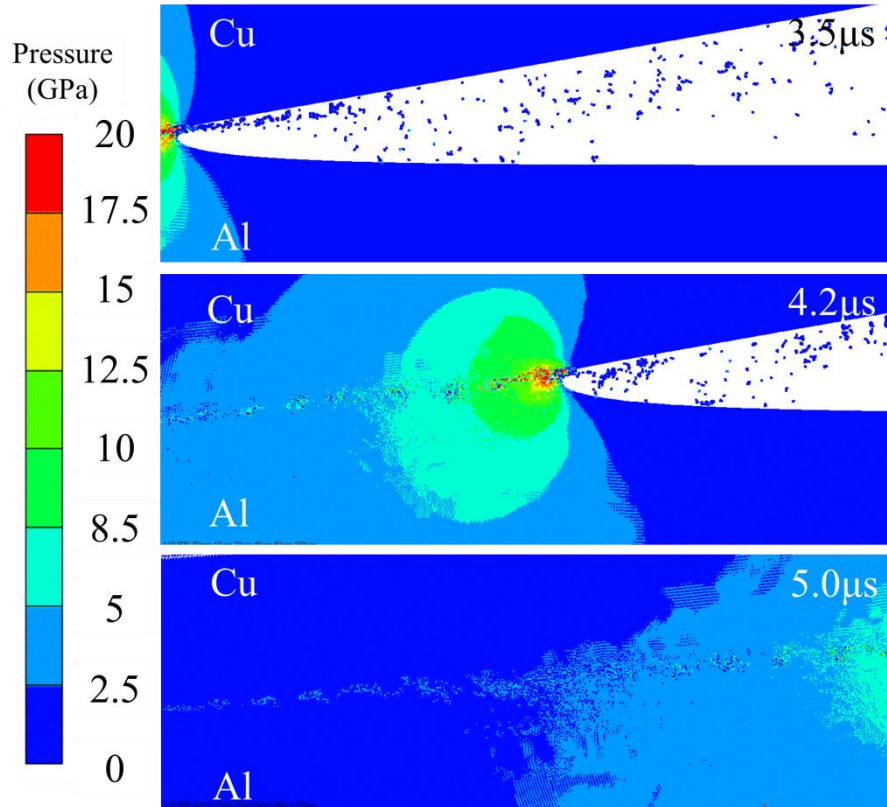


Fig.6- 18 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=10^\circ$ .

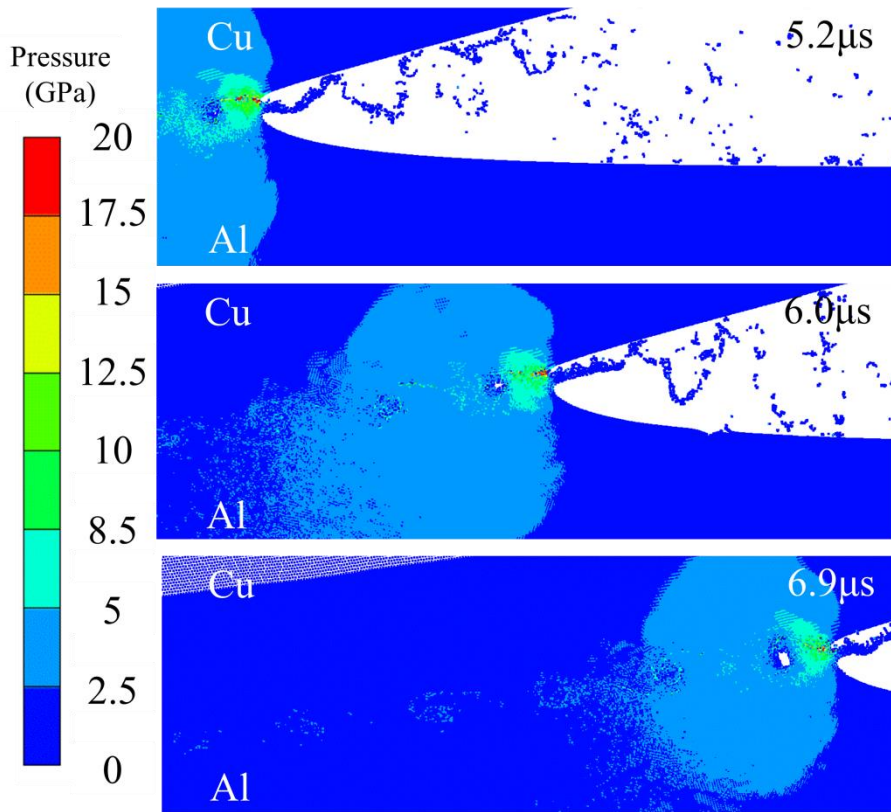


Fig.6- 19 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=15^\circ$ .

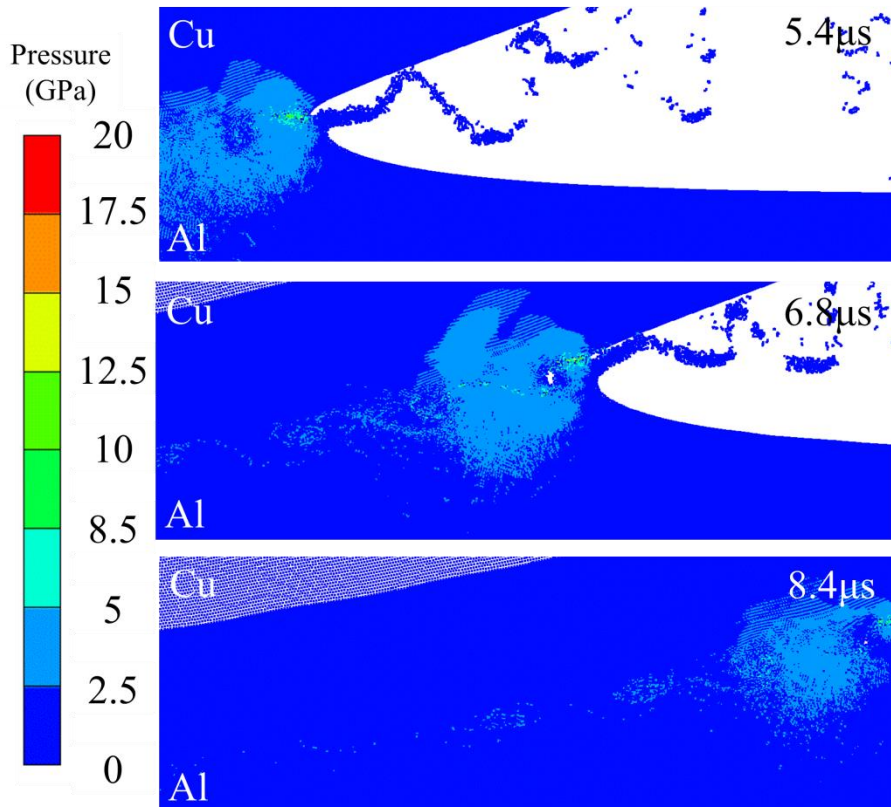


Fig.6- 20 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=20^\circ$ .

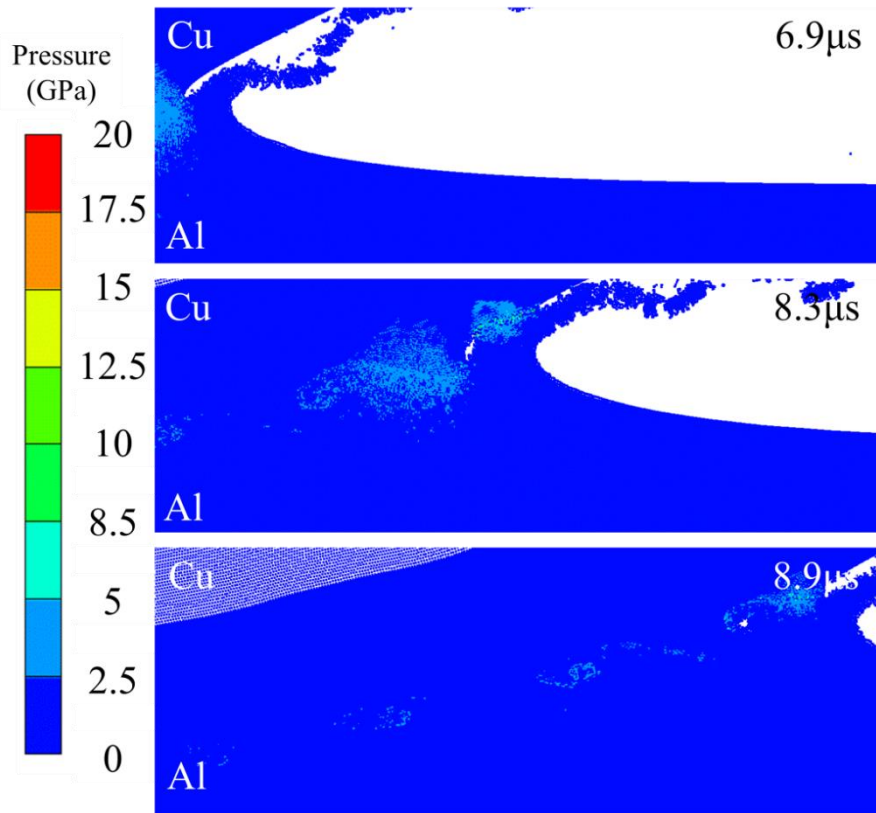


Fig.6- 21 Pressure distribution at the joint interface for  $\beta=25^\circ$ .

#### 5.2.5. 接合界面の温度分布と局所融解領域

Fig.6- 22 に、各衝突角度における波状界面の(a) 物質分布、(b) 温度分布ならびに(c) 局所融解領域(赤色)を示す。

$\beta=5^\circ$ では、波状界面は形成されず平坦な界面となった。接合界面の温度上昇もほとんど生じておらず、接合界面の局所融解領域は認められなかった。これに対し、Fig. 4- 6 に示した  $\beta=5^\circ$ の剥離面には、多くのボイドを含んだ中間層が観察された。そのため、 $\beta=5^\circ$ の接合界面の温度は、Cu と Al の融点を超えていると考えられる。しかし、本研究で用いた Model 2 では、 $\beta=5^\circ$ の接合界面で生じる温度変化を再現できなかった。

$\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ では、トリガー状の波状界面が形成され、波状界面形成直後から幾分押しつぶされた形状となった。

$\beta=10^\circ$ では、波状界面形成直後から押しつぶされたことで、Cu と Al の粒子が混ざり合った渦部が接合界面に沿って引き延ばされた。そのため、接合界面近傍に Cu と Al が混ざり合う領域が見られた。接合界面近傍の  $100\sim 200\mu\text{m}$  以内で、温度は  $1500\text{K}$  に達し、局所融解領域が接合界面に沿って観察された。Cu 母材に比べ Al 母材では、界面からより離れた位置でも温度が上昇したが、接合界面から  $600\mu\text{m}$  以上離れるとほとんど上昇していなかった。

$\beta=15\sim 25^\circ$ では、Cu と Al の粒子が混ざり合った渦部において、温度が  $1500\text{K}$  以上まで上昇した。局所融解領域は  $\beta=10^\circ$ のように接合界面に連続的ではなく、主に渦部で生じた。接合界面近傍の  $400\text{K}$  以上となる領域は、衝突角度が大きくなるほど広がるのがわかつ

た。また、 $\beta=20^\circ$ と $25^\circ$ の一部に、接合界面近傍から母材に向かって筋状の温度上昇領域が見られた。 $\beta=10^\circ$ と同様に、Cu母材に比べAl母材では、界面からより離れた位置で温度が上昇した。それでも接合界面近傍と母材の間には約1000Kの温度差があった。

$\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ で観察された局所融解領域の組成は、接合界面の冷却過程ならびに中間層生成について解析を行う上で必要な情報である。第4章で述べたように、本解析結果を用いれば、局所融解領域内の面積当たりに含まれるCuとAlのSPH粒子数比を求めることで局所融解領域の組成が推定できる。 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ における局所融解領域の化学組成をFig.6-23にまとめて示す。 $\beta=10^\circ$ ならびに $15^\circ$ の化学組成はほぼ同じで、71wt.%Cu-29wt.%AlでCu-richであった。 $\beta=20^\circ$ の化学組成はCuの組成が減少し、47wt.%Cu-53wt.%Alで、CuとAlがほぼ1:1となった。 $\beta=25^\circ$ の化学組成は、 $\beta=20^\circ$ に比べさらにCuの組成が減少し、38wt.%Cu-67wt.%Alで、Al-richとなった。 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ の各々の組成の平均を求めると、57wt.%Cu-43wt.%Alであった。これは第4章でModel 2を用いて求めた局所融解領域の平均組成とほぼ同じであった。

Cu/Al接合界面では各波の渦部の局所融解領域が凝固して中間層が生成されと考えられる。よって、局所融解領域の平均組成と中間層の平均組成はほぼ同じであろう。しかし、Fig.6-23に示した局所融解領域の組成に合致する合金の熱拡散率はこれまでに報告されていない。

そこで、第4章と同様、中間層の熱拡散率 $\alpha_{IML}$ を中間層の熱伝導率 $k_{IML}$ 、密度 $\rho_{IML}$ および比熱 $C_{p,IML}$ から求められると考えたが、その組成に合致する合金の比熱と熱伝導率は報告されていない。

よって、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ の局所融解領域の平均組成が、第4章でModel 2を用いて求めた局所融解領域の平均組成とほぼ同じであることから、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ の局所融解領域と中間層の熱拡散率ならびに凝固温度は第4章と同じとして、解析を行った。具体的な熱拡散率の定義方法と値については第4章を参照にされたい。

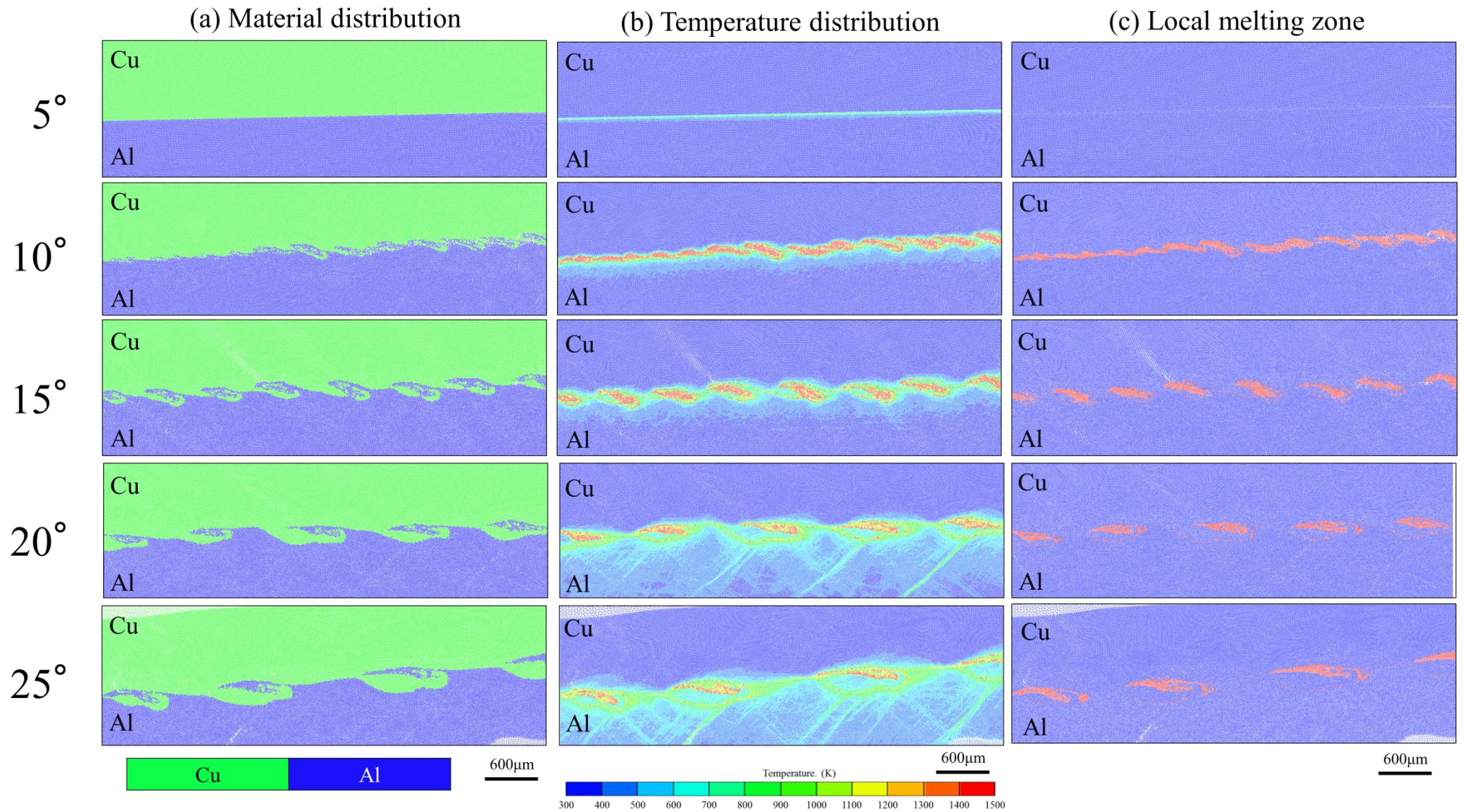


Fig.6- 22(a) Material distribution for each impact angle, (b) Temperature distribution for each impact angle, (c) Local melting zone for each impact angle.

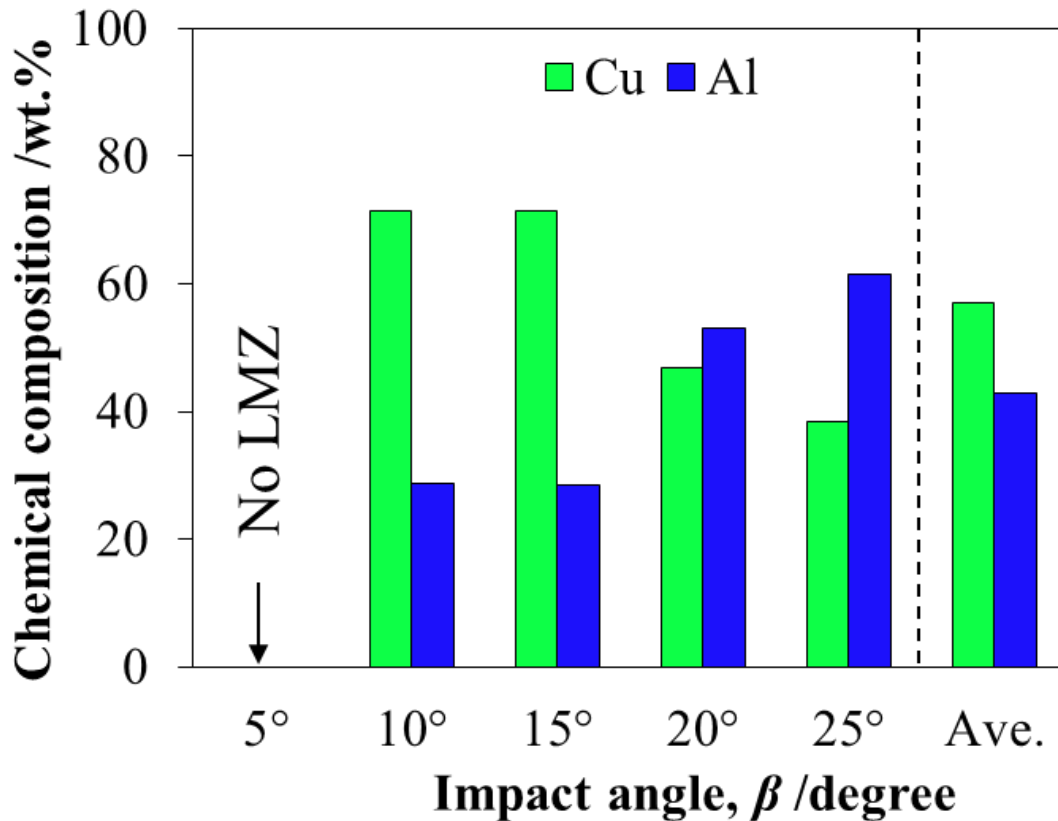


Fig.6- 23 Predicted chemical composition of LMZ for each impact angle..

#### 5.2.6. 各衝突角度における界面の温度上昇範囲とその要因

Fig.6- 22(b)に示すように、接合界面の温度分布は衝突角度によって異なっていた。Model 2の解析結果から衝突角度が大きくなるほど接合界面の1500K以上の温度領域(赤色)は小さくなり、一方、400K以上の温度領域が広がること明らかになった。そこで、衝突角度によって接合界面の温度分布が変化する理由について検討する。

Fig.6- 24は、各衝突角度における圧力分布を示す。衝突速度はすべての条件でほぼ $V=600\text{m/s}$ であるため、この場合の衝突点近傍の圧力変化は衝突角度に依存している。Fig.6- 24に示すように、衝突角度が大きくなるほど衝突点近傍の圧力は低下した。これは、第5章のCu/Ni爆発圧接材の場合と同じである。衝突角度によって接合界面の圧力が変化する理由は第5章で既に述べた。

次に、各衝突角度における比内部エネルギー変化の内訳に注目し、温度上昇の要因について検討する。

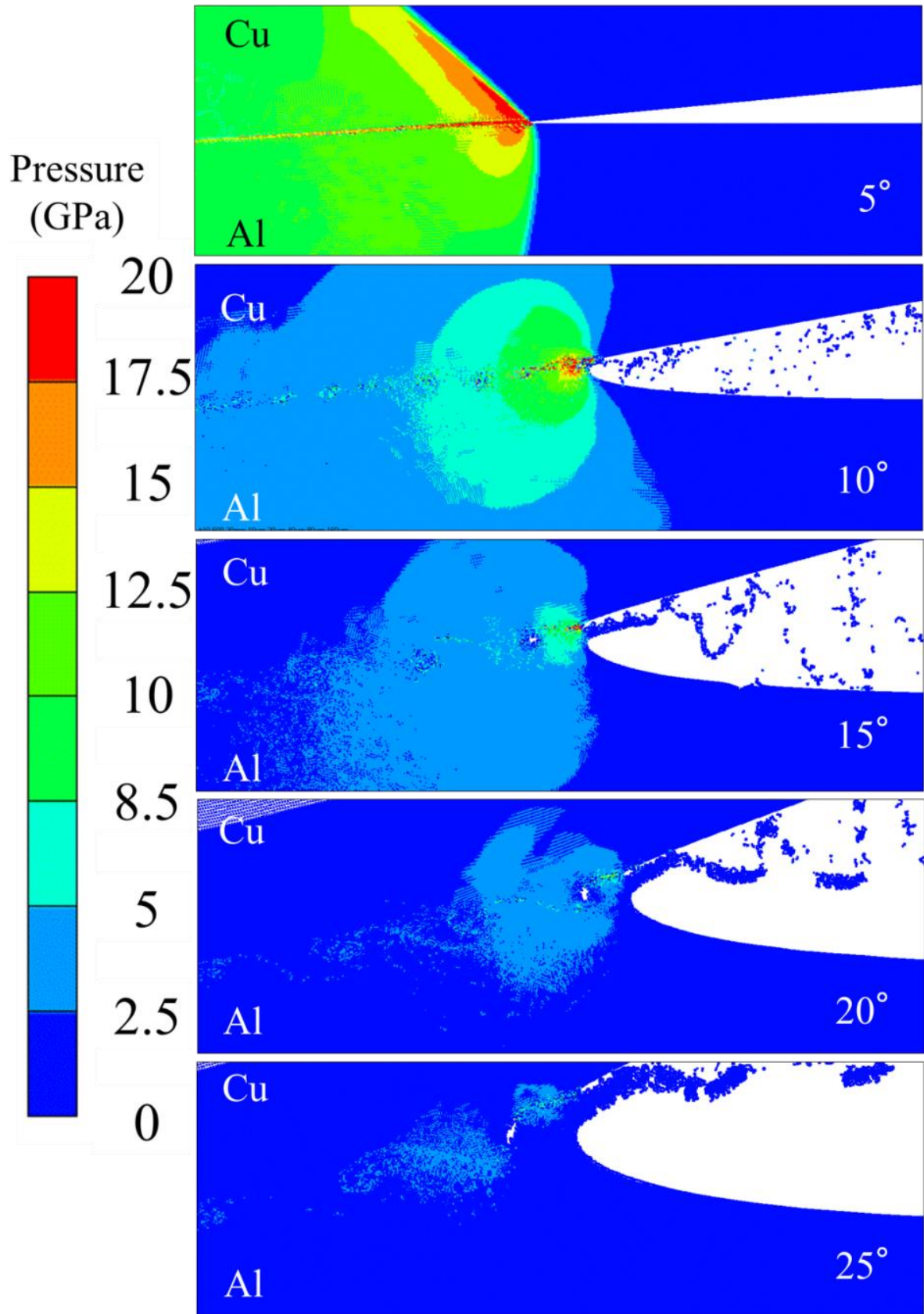


Fig.6- 24 Pressure distribtion at the joint interface for each impact angle,  $\beta$ .

Fig.6- 25 は各衝突角度で得られた波状界面の渦部を横断する図内の実線における比内部エネルギーの内訳(塑性変形エネルギー(青色), 熱力学的仕事(赤色))を示している. 縦軸は図内の黒線で示された接合界面の位置であり, 横軸は比内部エネルギーである.

$\beta=10^\circ$ では, 界面近傍の  $300\sim 600\mu\text{m}$  の領域で比内部エネルギーが増加していることがわかる. 特に渦部に対応する  $400\sim 500\mu\text{m}$  の領域では熱力学的仕事が支配的となった.

$\beta=15^\circ$ では,  $\beta=10^\circ$ に比べ比内部エネルギーが増加する領域がわずかに広がり,  $300\sim 650\mu\text{m}$  の領域で比内部エネルギーの増加が見られた. 特に渦部に対応する  $350\sim 500\mu\text{m}$  の領域では, 熱力学的仕事が支配的であった.

$\beta=20$  と  $25^\circ$ の比内部エネルギーが増加する領域は,  $\beta=10^\circ$ と  $15^\circ$ に比べ広がり, それぞれ, 界面近傍の  $350\sim 1000\mu\text{m}$  の範囲に見られた. 渦部ならびに界面近傍では熱力学的仕事の増加が見られたが, それ以外の領域では, 塑性変形エネルギーが支配的であった.

$\beta=5^\circ$ では, Fig.6- 4 に示すように, 多くのポイドを含む中間層が剥離面に観察された. 既に述べたように, 現状の Model 2 では,  $\beta=5^\circ$ の接合界面の温度変化を明らかにできなかった. そこで,  $\beta=10\sim 25^\circ$ の比内部エネルギーの増加範囲と, Fig.6- 24 に示した圧力分布から推測すると,  $\beta=5^\circ$ では界面近傍の非常に狭い領域(数  $\mu\text{m}\sim$ 数十  $\mu\text{m}$ )で, 比内部エネルギーが増加すると考えられ, その内訳は接合界面近傍の熱力学的仕事が支配的となる可能性が高い.

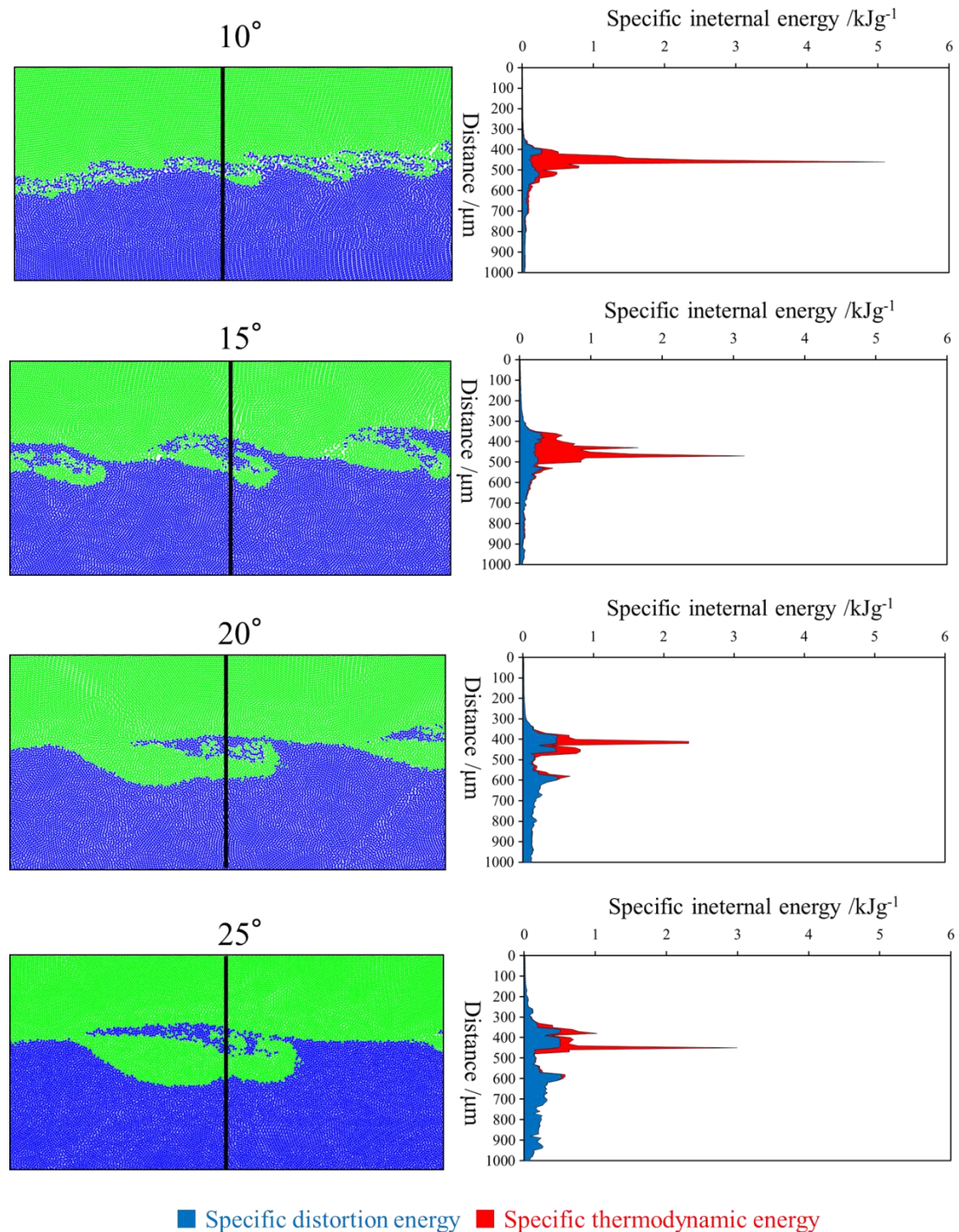
ここで, 各衝突角度における接合界面の温度上昇の要因について検討する. Fig.6- 26 は, Fig.6- 25 に示した各衝突角度における塑性変形エネルギーと熱力学的仕事の総量を示す. 比内部エネルギーの総量は,  $\beta=10^\circ$ が他の衝突角度に比べ, わずかに小さかったが, その差は小さく, 各衝突角度でほぼ同じと考えられる. しかし, 各衝突角度における比内部エネルギーの内訳には差が見られた.  $\beta=10^\circ$ では, Fig.6- 24Fig.5- 40 に示すように, 圧力が大きいため, 熱力学的仕事が比内部エネルギーの 70%を占めた.  $\beta=15^\circ$ では,  $\beta=10^\circ$ に比べ圧力が低下したため熱力学的仕事の割合が減少し, 比内部エネルギー全体の 56%を占めた.  $\beta=20^\circ$ では, 圧力が低下することで熱力学的仕事の占める割合が減少するが, 波状界面が大きく形成されるため, 塑性変形エネルギーが増加し, 塑性変形エネルギーは比内部エネルギー全体の 68%を占めた. 同様に  $\beta=25^\circ$ でも, 塑性変形エネルギーの占める割合が増加し, 比内部エネルギー全体の 83%を占めるようになった.

衝突角度が小さい場合, 接合界面近傍の圧力増加によって接合界面近傍の熱力学的仕事が増加する. さらに波状界面が小さいため塑性変形範囲は接合界面近傍に限られる. そのため衝突角度が小さい場合, 温度上昇範囲は界面近傍に限定される.

一方, 衝突角度が大きい場合, 衝突角度が小さい場合に比べ接合界面近傍の圧力は小さいため熱力学的仕事の増加量は小さい. また波状界面が大きく形成されるため, 衝突角度が小さい場合に比べて広範囲で塑性変形が生じる. そのため衝突角度が大きい場合には, 衝突角度が小さい場合に比べ温度上昇範囲は広範囲となる.

Fig.6- 26 に示すように, 衝突角度によらず比内部エネルギーはほぼ同じであるため, 比内部エネルギーが増加する範囲が狭いほど接合界面の温度が高くなるはずである. すなわち, 衝突角度が小さいほど, 界面に沿って局所融解領域が生成しやすいと考えられる. 一方で,

衝突角度が大きい場合、広範囲で温度が上昇するため渦部のような領域以外での融解は生じにくいと考えられる。



■ Specific distortion energy ■ Specific thermodynamic energy

Fig.6- 25 Line profile of the specific internal energy, specific distortion energy and thermodynamics work at the joint interface

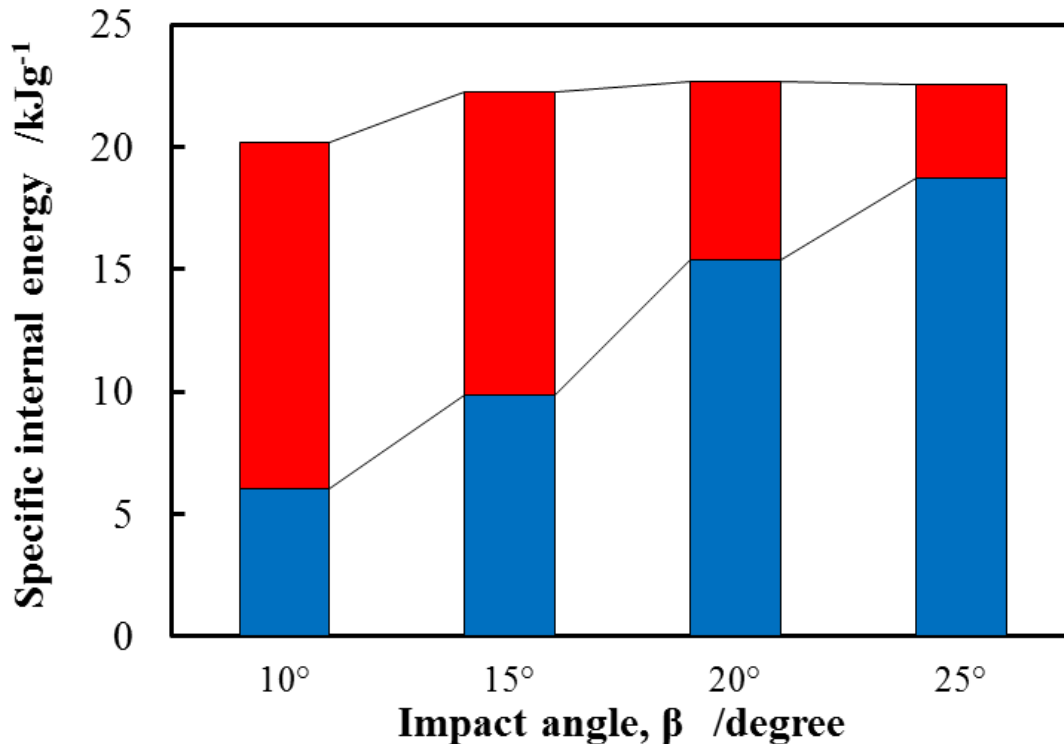


Fig.6- 26 Specific thermodynamics work and specific distortion energy for each impact angle.

### 5.2.7. 各衝突角度における接合界面の冷却過程

第5章に示したように、 $V=600\text{m/s}$ 、 $\beta=10\sim 25^\circ$ の条件で作製した Cu/Ni 爆発圧接材の接合界面では、いずれの衝突角度においても  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  を超えるような超急冷が生じていた。さて、衝突角度が変化すると、Fig.6-22 に示すように、波状界面形態、温度分布ならびに局所融解領域の形状や大きさが変化した。第5章の Fig.5-43 に示したように、Cu/Ni 爆発圧接材の冷却速度は  $\beta$  によって変化しなかったが、Cu/Al 爆発圧接材における衝突角度と冷却過程の関係については明らかになっていない。そこで、本研究で作製した  $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ における接合界面の冷却過程を Model 3 で再現した。

各衝突角度で、顕著な温度変化(冷却)が生じる  $0\sim 140\mu\text{s}$  の冷却過程( $20\mu\text{s}$  間隔)と、温度がほとんど変化しなくなった  $300\mu\text{s}$  における接合界面の温度分布を Fig.6-27~Fig.6-30 に示す。なお、 $\beta=5^\circ$ の冷却過程は、Fig.6-22 に示すように、接合界面でほとんど温度が上昇していないという解析結果であったため、本解析の対象としなかった。しかし、実際の接合界面では、温度上昇が生じていることが予想されるため、本来であれば  $\beta=5^\circ$ の接合界面でも冷却が生じるはずである。

各衝突角度の温度のコンターは最大で  $1500\text{K}$ (赤色)、最小が  $300\text{K}$ (青色)であり、 $100\text{K}$  間隔で色を変えた。なお、 $1500\text{K}$  以上(例えば  $1800\text{K}$  や  $2000\text{K}$ )の温度領域も赤色で表示されることに注意していただきたい。

$\beta=10^\circ$ と  $15^\circ$ では、 $0\mu\text{s}$  で渦部と界面近傍にのみ高温領域が観察され、界面から離れた Cu と Al の母材部分ではほとんど温度が変化しておらず、室温のままであった。 $\beta=20^\circ$ と  $25^\circ$ では、 $0\mu\text{s}$  における Cu 母材側の温度はほとんど変化していないのに対し、Al 母材側では、

400K 以上となる温度領域が界面から離れた領域でも見られた。

いずれの衝突角度においても、時間の経過とともに接合界面近傍から Cu と Al の母材へと急速に熱拡散が起こるため、界面近傍の母材では帯状に温度上昇が見られた。また 300 $\mu$ s では、渦部および界面近傍の温度は 600~900K まで低下した。

$\beta=10^\circ$ では、300 $\mu$ s 時に 400K 以上になる領域が、Cu 側と Al 側の 300~350 $\mu$ m 以内の範囲で見られた。 $\beta=15^\circ$ では、300 $\mu$ s 時に 400K 以上になる領域は Cu 側と Al 側の 300~400 $\mu$ m 以内の範囲で見られ、 $\beta=10^\circ$ に比べ温度が上昇する範囲はわずかに広がった。

$\beta=20^\circ$ で接合界面の温度が 400K 以上になる領域は、 $\beta=15^\circ$ に比べてさらに広がり、Cu 側の 500~600 $\mu$ m の範囲と Al 側の 800~1000 $\mu$ m 以内の範囲で見られた。 $\beta=25^\circ$ の Cu 側の接合界面の温度が 400K 以上になる領域は  $\beta=20^\circ$ とほぼ同じであったが、Al 側は他の衝突角度の中で最も広く、1100~1200 $\mu$ m であった。

#### 5.2.8. 各衝突角度で形成された接合界面の冷却速度

第 5 章で、 $\beta=10\sim 25^\circ$ の Cu/Ni 爆発圧接材の局所融解領域の冷却速度を求めた。その結果、すべての衝突角度で、 $10^6\sim 10^7$ K/s オーダーの冷却速度で温度低下が起こることがわかった。ここでは、Cu/Ni 爆発圧接材と、界面形態が大きく異なる、 $\beta=10\sim 25^\circ$ における Cu/Al 爆発圧接材の局所融解領域の冷却速度について検討する。

Fig.6-31 は、各衝突角度において生成される局所融解領域(渦部)における温度の時刻歴変化(a)と冷却速度(b)を示すものである。(a)に示すように、各衝突角度の初期温度(0 $\mu$ s)は、1900~2050K である。いずれの衝突角度においても、Model 3 の 0 $\mu$ s 時に 1900~2050K だった温度が 300 $\mu$ s 間で約 900K まで急激に低下した。0~60 $\mu$ s までの温度変化には、衝突角度によって差がみられたが、それ以降はほぼ同じ温度変化となった。(b)は、各衝突角度における冷却速度を示している。0~30 $\mu$ s までは各衝突角度における冷却速度にはばらつきが見られたが、それ以降は衝突角度が小さいほど冷却速度が大きくなることが明らかになった。各衝突角度の冷却速度のオーダーとしては  $10^6\sim 10^7$ K/s であることがわかった。これは、第 5 章の冷却速度のオーダーと同じであった。

$\beta=10^\circ$ では、波状界面形成を伴い、接合界面近傍で温度が上昇していた。そのため、母材と接合界面の間には大きな温度差が生じ、それにより抜熱が促進され、最も冷却速度が大きくなった。一方、 $\beta=25^\circ$ では、他の衝突角度に比べ大きな波状界面が形成されるため、 $\beta=10^\circ$ に比べ接合界面の広い範囲で 400K 以上となった。よって接合界面近傍と母材の間の温度差が  $\beta=10^\circ$ に比べ小さくなり、冷却速度が最も小さくなったと考えられる。

$\beta=5^\circ$ の温度上昇範囲は  $\beta=10^\circ$ よりもさらに狭く、かつその接合界面の温度は高くなると考えられる。Model 3 を用いて  $\beta=5^\circ$ の冷却過程は再現できなかったが、 $\beta=5^\circ$ の母材と接合界面の温度差は他の衝突角度よりも大きくなる可能性が高い。そのため、 $\beta=5^\circ$ の冷却速度は、他の衝突角度に比べ大きくなると考えられる。

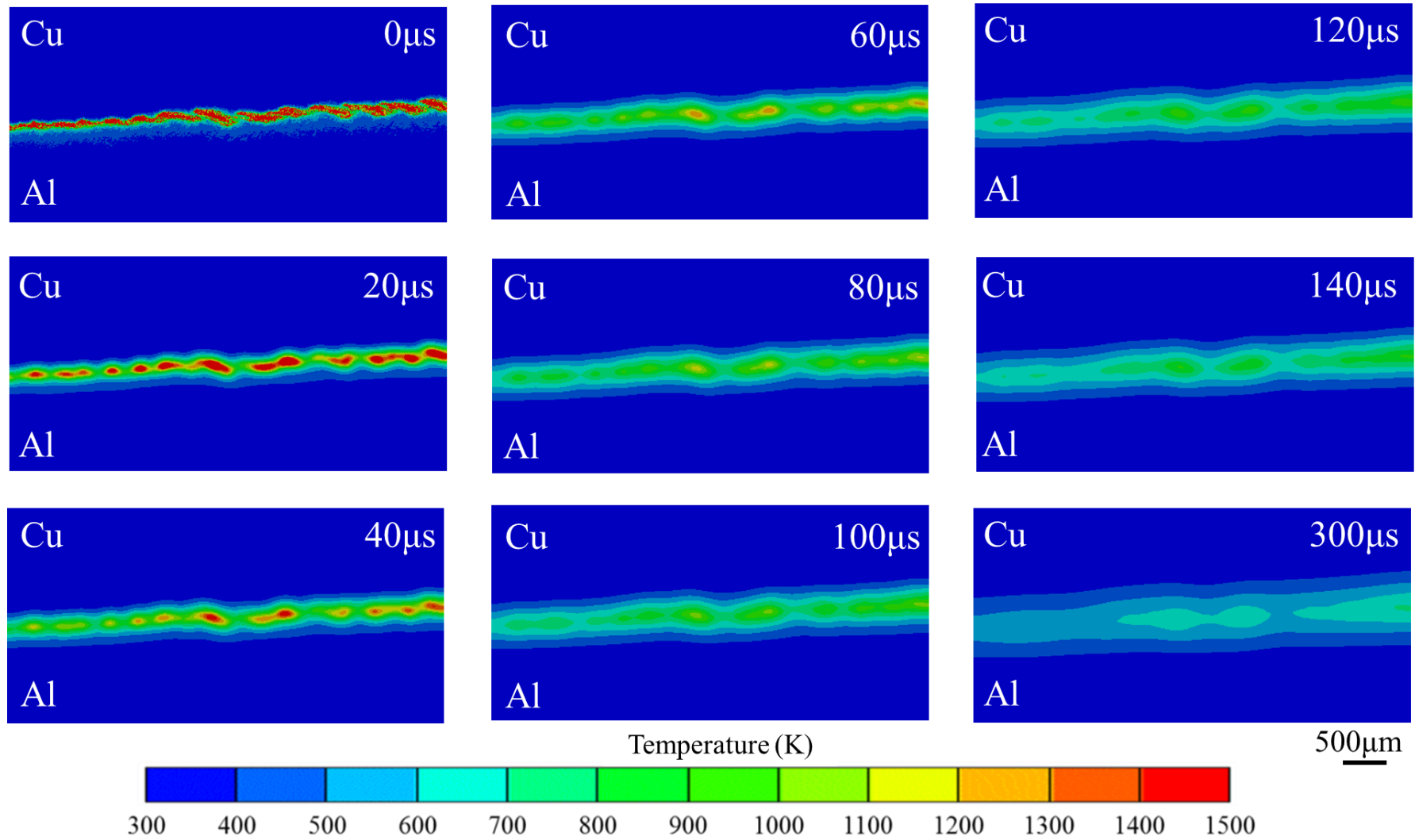


Fig.6- 27 Cooling process at the joint interface for  $\beta=10^\circ$ .

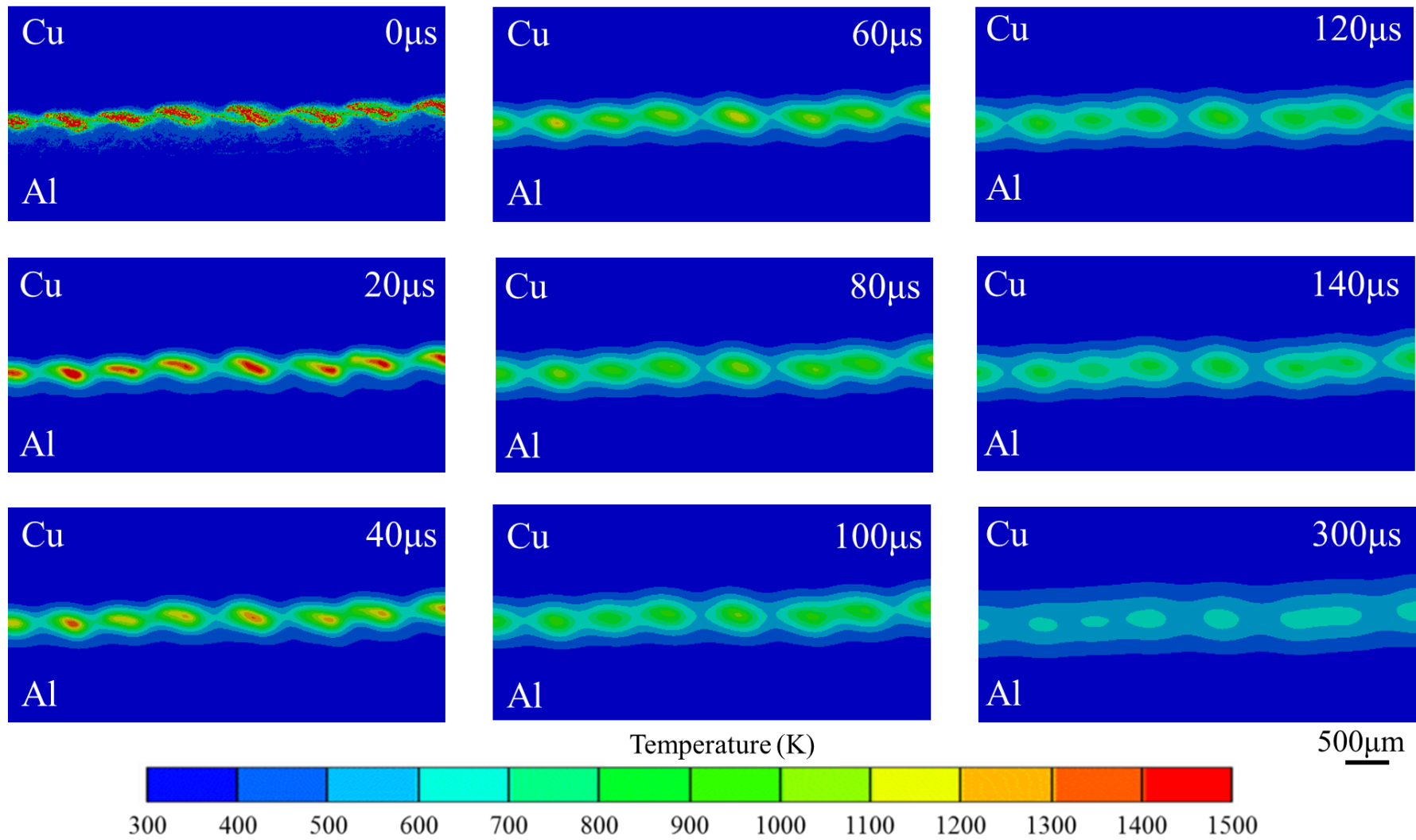


Fig.6- 28 Cooling process at the joint interface for  $\beta=15^\circ$ .

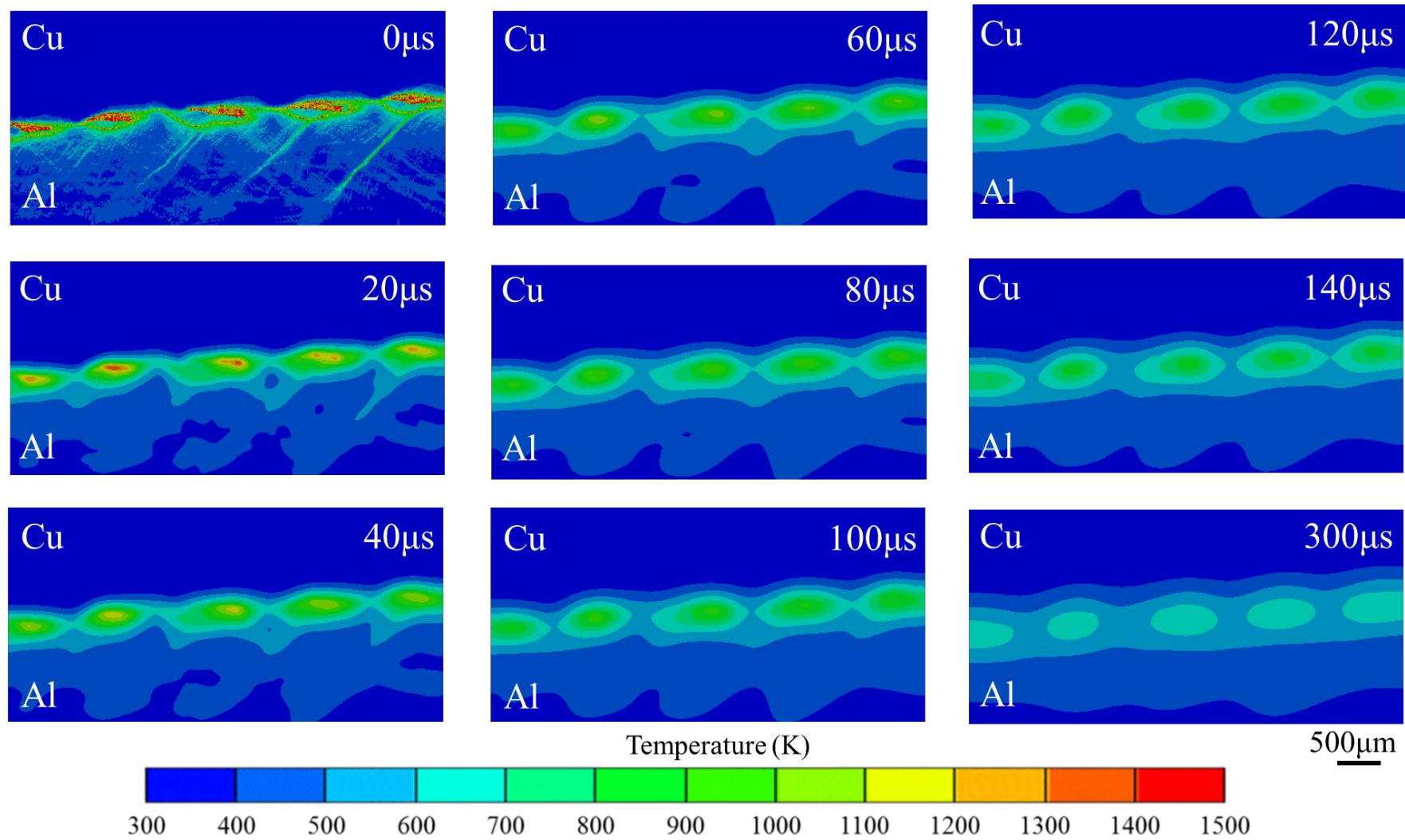


Fig.6- 29 Cooling process at the joint interface for  $\beta=20^\circ$ .

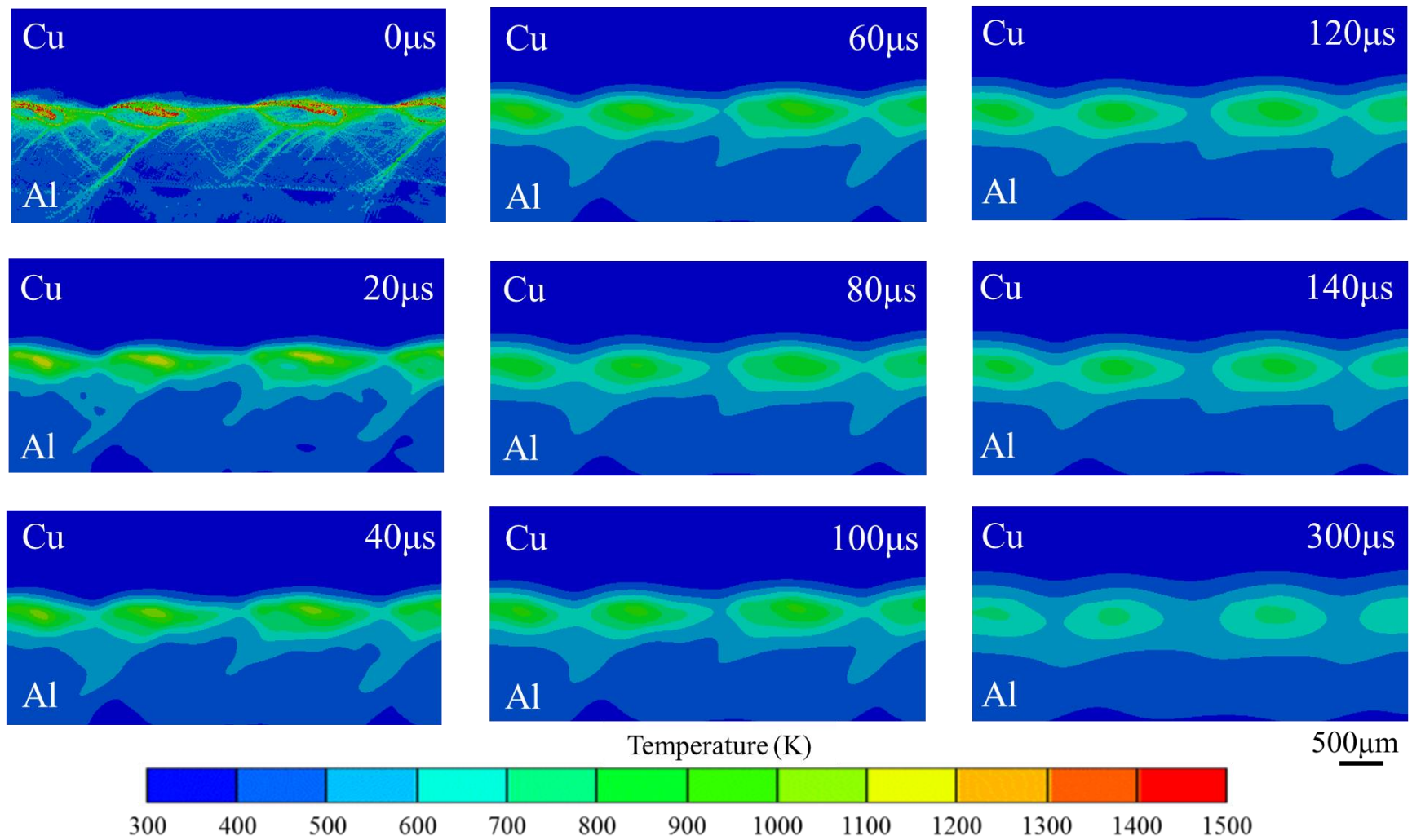


Fig.6- 30 Cooling process at the joint interface for  $\beta=25^\circ$ .

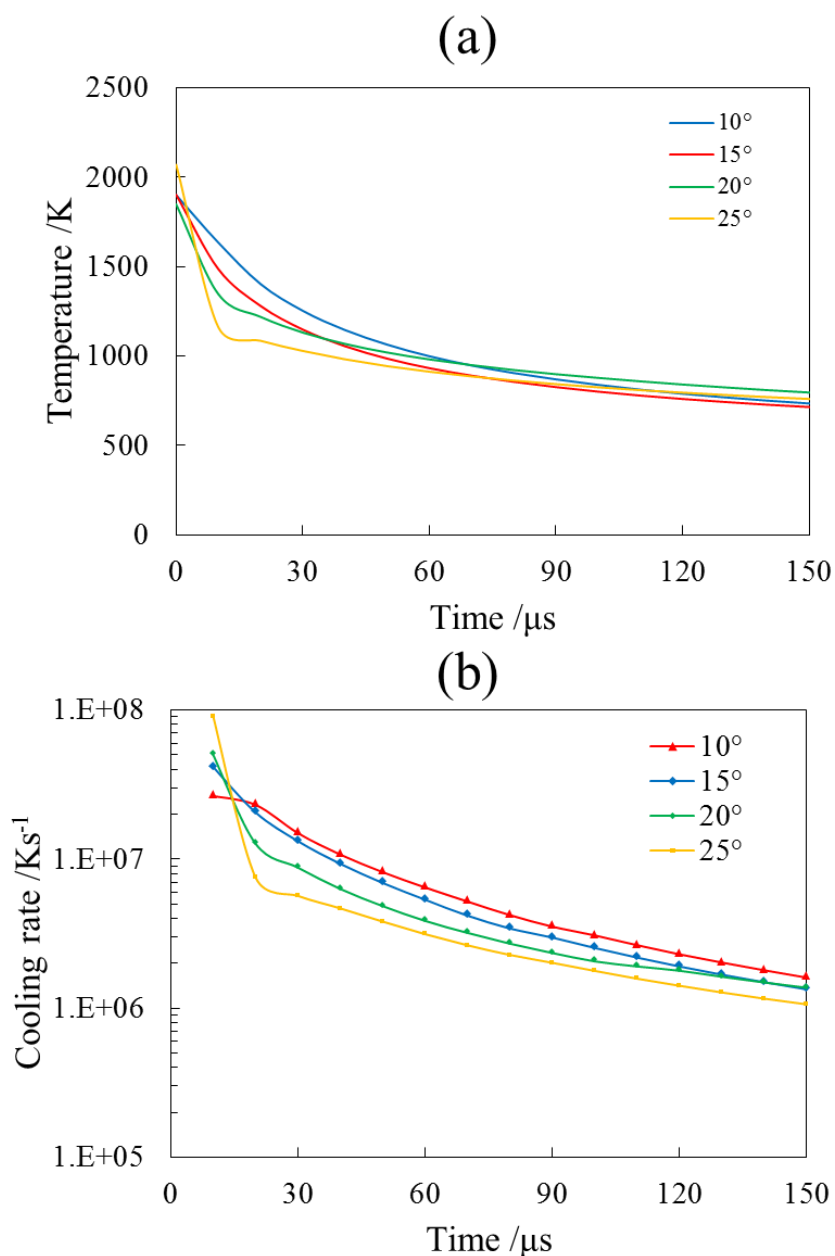


Fig.6-31 Temperature change(a) and cooling rate (b) for each impact angle,  $\beta$  during 300 $\mu\text{s}$

### 5.2.9. 中間層の生成過程

ここでは  $10^\circ \sim 25^\circ$  における Cu/Al 爆発圧接材の中間層の生成過程について検討する。Fig.6-32～Fig.6-35 に、 $\beta=10^\circ \sim 25^\circ$  における中間層の生成過程を示す。なお図内の緑は固相の Cu、青は固相の Al を示す。また Cu と Al が融点以上の温度となった領域を局所融解領域とみなして赤色で示し、局所融解領域(赤色)の温度が凝固温度以下になり、その領域が凝固したとみなした部分を中間層として灰色で示す。なお、 $\beta=5^\circ$  の接合界面では局所融解領域が観察されなかったため、 $\beta=5^\circ$  の中間層の生成過程を再現することができなかった。

まず、各衝突角度において中間層がどのように、どの場所に生成するかに着目する。 $\beta=10^\circ$  では、0～20 $\mu\text{s}$  の間に接合界面の局所融解領域の範囲がわずかに広がった。これは接合

界面近傍の高温領域から母材への熱拡散によって界面近傍の Cu と Al 母材の温度が上昇したためである。20~40 $\mu$ s では、接合界面の局所融解領域の幅が狭い部分から凝固し始めた。40~140 $\mu$ s では、中間層が局所融解領域の幅が広い部分の中央部に向かって凝固が進行した。140 $\mu$ s では、局所融解領域の幅が広い部分の中央部に局所融解領域が残存しており、最終凝固位置は渦部の中央部となることがわかった。300 $\mu$ s では、局所融解領域の凝固はすべて完了し、接合界面に沿って連続的に中間層が生成した。中間層の厚さは一定ではなく、100~200 $\mu$ m であった。

$\beta=15\sim 25^\circ$ でも  $\beta=10^\circ$ と同様、0~20 $\mu$ s の間に接合界面の局所融解領域が接合界面の高温領域から熱拡散し、局所融解領域が広がった。40~140 $\mu$ s では、局所融解領域の凝固が渦部の中央部に向かって進行し、渦部の最終凝固位置が渦部の中央部となった。局所融解領域の凝固は  $\beta=15^\circ$ で 140 $\mu$ s、 $\beta=20^\circ$ と  $25^\circ$ では 120 $\mu$ s でほぼ完了した。また、 $\beta=15^\circ\sim 25^\circ$ の最終凝固部の位置は、渦部の中央部となった。 $\beta=10^\circ$ のように、中間層は接合界面に沿って連続的に生成することではなく、波状界面の頭頂部(渦部)にのみ生成した。各衝突角度における中間層の形態は、Fig.6-4 に示した実験結果とよく一致した。

衝突角度が小さい場合、衝突点近傍の圧力が大きいため、界面近傍で熱力学的仕事による温度上昇が生じる。ただし波状界面が小さいため、衝突角度が大きい場合に比べ、塑性変形が接合界面近傍の狭い範囲で生じる。そのため、衝突角度小さい場合、温度上昇は主に接合界面近傍で生じ、融解領域が界面近傍に連続的に生成されると考えられる。一方、衝突角度が大きい場合、衝突点近傍の圧力が小さくなり、界面近傍で熱力学的仕事による温度上昇が生じにくい。ただし、大きな波状界面が形成される際の塑性変形によって、接合界面の広い範囲で 100K 程度の温度上昇が生じる。そのため融点を超えるような高温領域が接合界面近傍に生じにくく、局所融解領域が接合界面の一部(渦部)にのみ生成されると考えられる。

次に、各衝突角度で、中間層がどの程度生成されたかについて検討する。Fig.6-36 は  $\beta=10\sim 25^\circ$ における 300 $\mu$ s 時の接合界面における中間層の面積を示す。中間層の面積は衝突角度が大きくなるほど減少することがわかった。 $\beta=25^\circ$ の中間層の面積は  $\beta=10^\circ$ に比べ約 50%減少した。衝突角度が大きいほど、このように中間層の生成量は少なくなることが明らかになった。このことは、衝突角度の増加により接合界面の中間層の拡大を抑制できることを示唆している。 $\beta=5^\circ$ の合金化領域の生成量は、数値解析で再現できなかったが、 $\beta=10^\circ\sim 25^\circ$ の中間層の生成量の傾向から、図内の破線で示すように  $\beta=10^\circ$ の場合よりもより多く生成されると考えられる。Fig.6-4 に示したように、 $\beta=5^\circ$ の剥離面には、多くのボイドを含む中間層が剥離面に沿って観察されており、その他の衝突角度に比べ中間層が多く生成していた。Fig.6-22(b)に示すように、衝突角度が小さくなるほど、接合界面の温度が高くなった。そのため、 $\beta=5^\circ$ の接合界面の温度は  $\beta=10^\circ$ より高くなると考えられる。そのため、接合界面の一部が Cu と Al の沸点を超えることで気化し、それにより多数のボイドが中間層内に形成されたと考えられる。

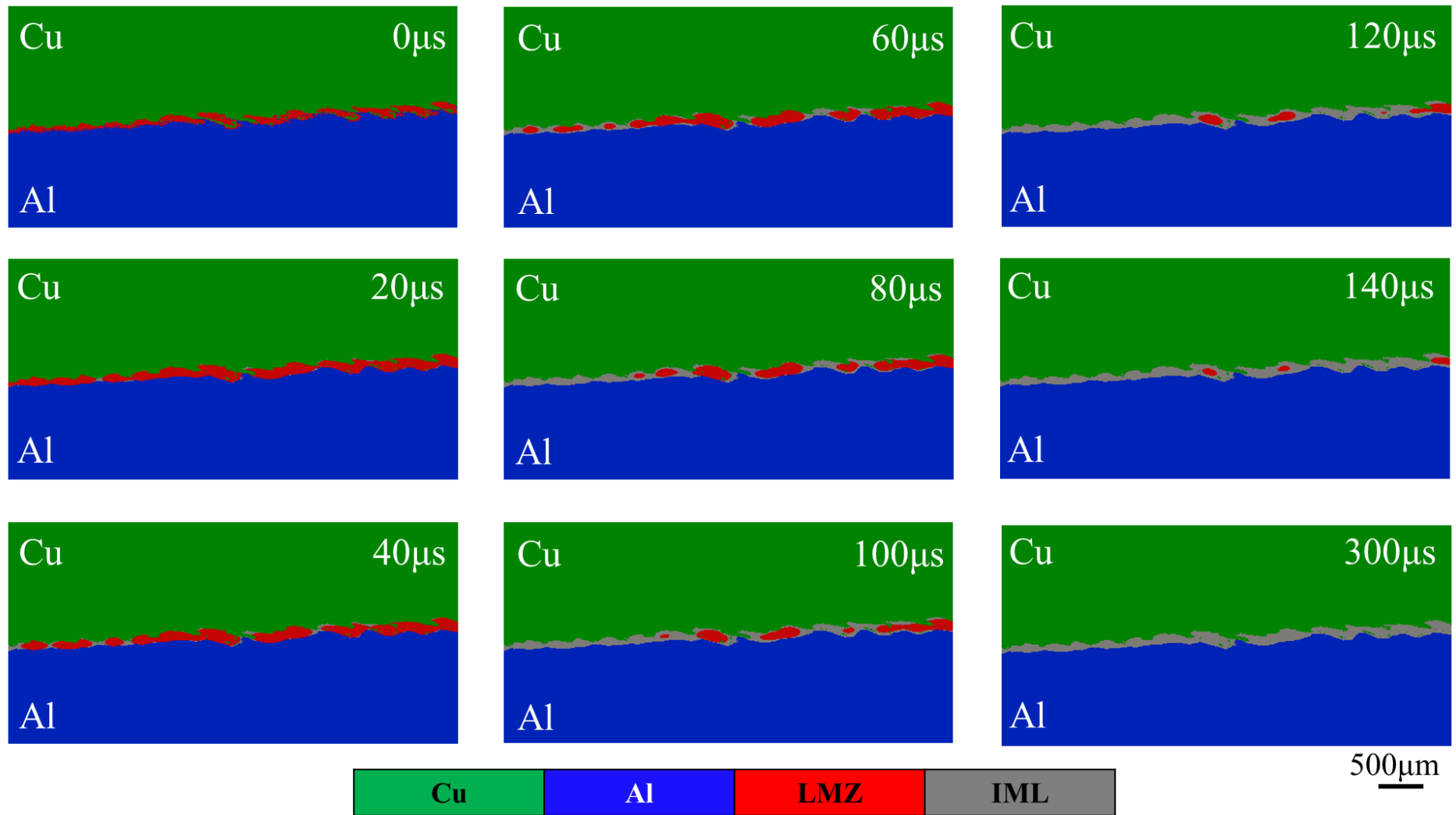


Fig.6- 32 Formation process of the IML at the local melting zone for  $\beta=10^\circ$ .

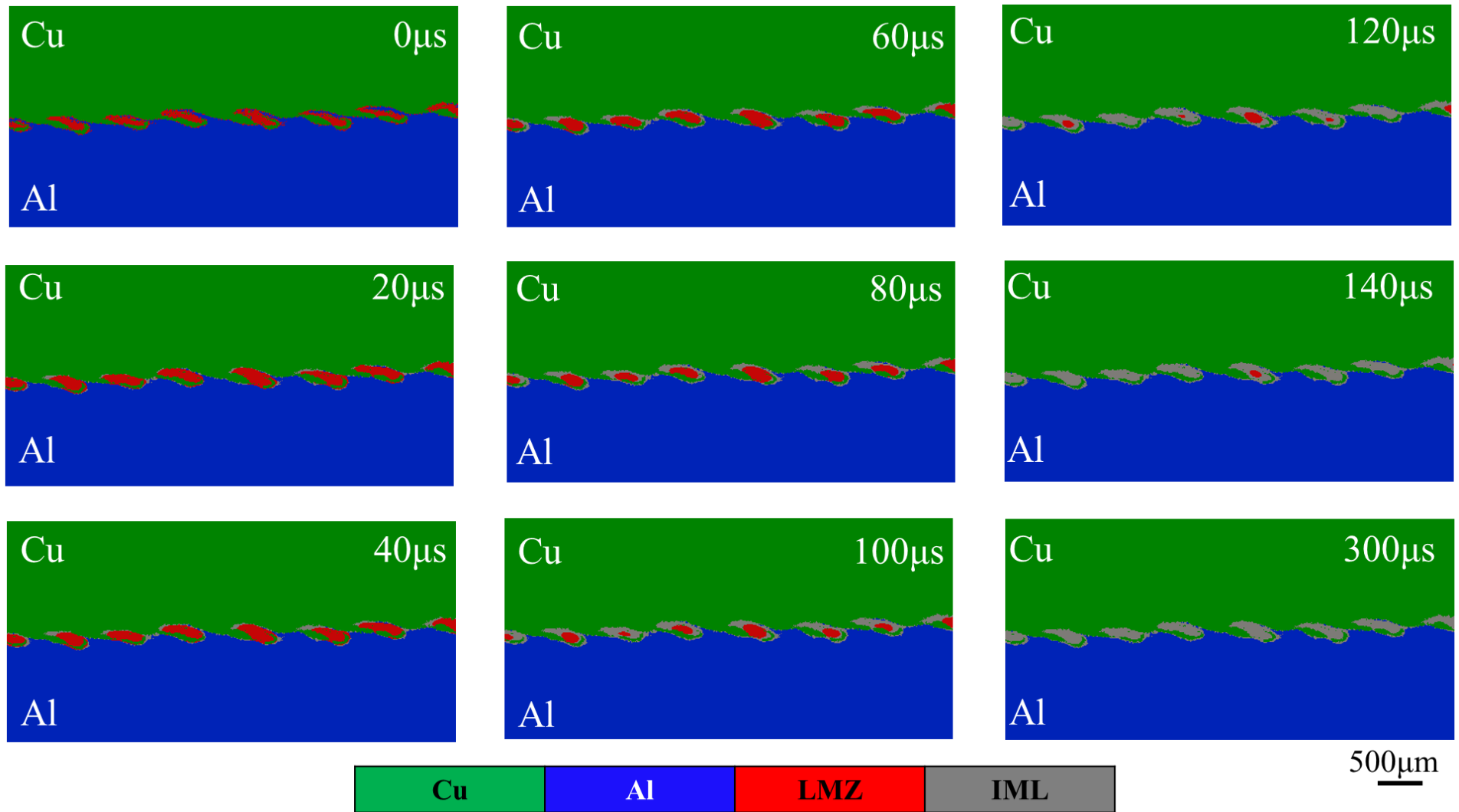


Fig.6- 33 Formation process of the IML at the local melting zone for  $\beta=15^\circ$ .

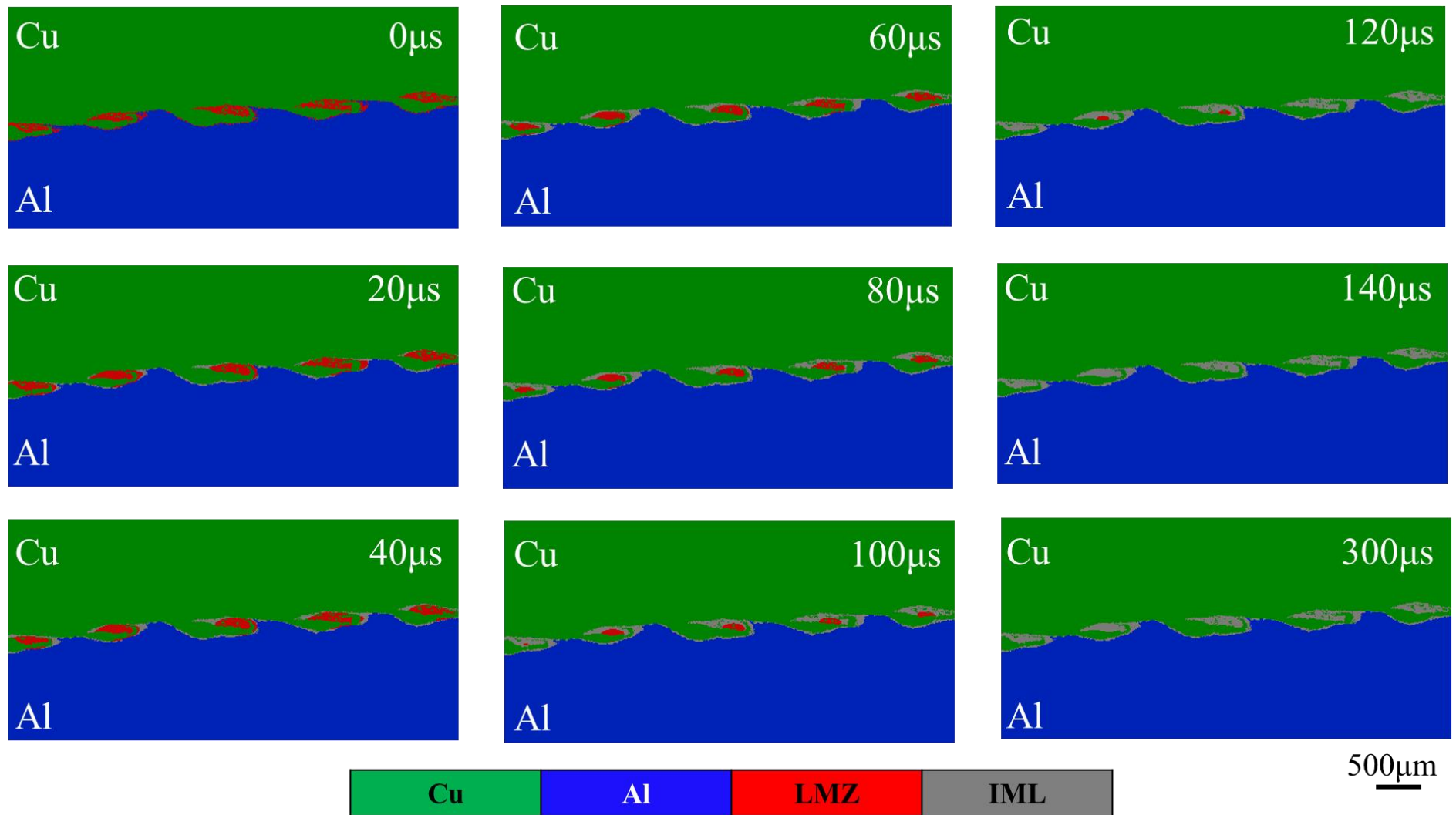


Fig.6- 34 Formation process of the IML at the local melting zone for  $\beta=20^\circ$ .

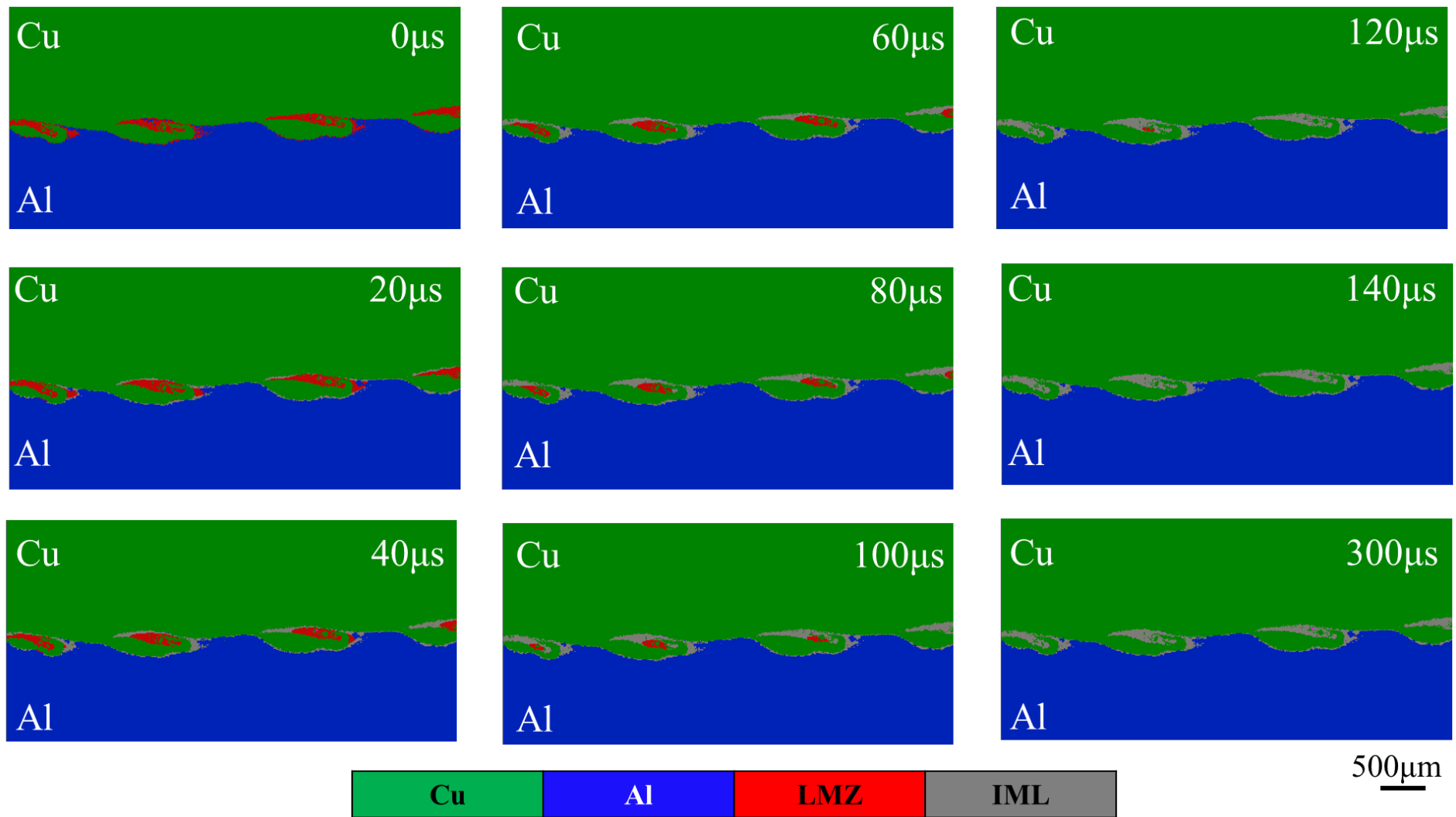


Fig.6- 35 Formation process of the IML at the local melting zone for  $\beta=25^\circ$ .

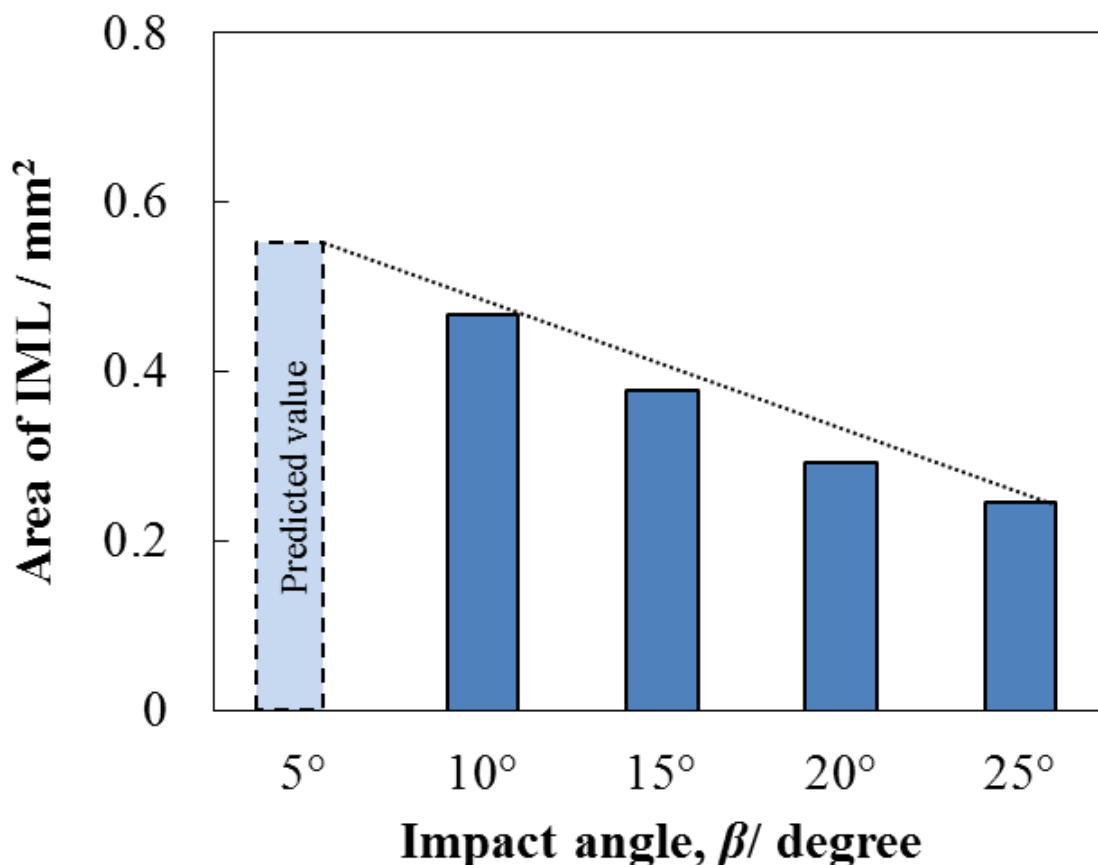


Fig.6-36 Area of the IML for each impact angle.

## 6. 小括

本章では、Cu/Al 爆発圧接材について、Euler-Lagrange 連成解析(Model 1)を用い、爆薬の爆轟とそれに伴う Flyer plate が Parent plate に種々の衝突角度で傾斜衝突する様子を再現した。衝突速度が 600m/s で、 $\beta=5, 10, 15, 20, 25^\circ$ となる実験条件を Model 1 から求め、その条件で実際に Cu/Al 爆発圧接材を作製した。得られた衝突速度と衝突角度をもとに、SPH 法(Model 2)により各衝突角度における、衝突中のメタルジェットの放出挙動と波状界面形成過程を再現した。また Model 3 を用い、各衝突角度で形成した波状界面形成後の接合界面で生じる冷却過程と局所融解領域の凝固過程を再現した。

波状界面は、衝突角度によらず衝突点から放出されるメタルジェットが衝突点前方の Cu 表面にのみ衝突することで形成された。各衝突角度において、放出されたメタルジェットの SPH 粒子数比を分析すると、Cu と Al の SPH 粒子数の比率は、およそ 1:9~1:18 であり、メタルジェットは主に Al から放出されることがわかった。衝突角度が大きくなるほど、メタルジェット放出方向は安定した。また衝突角度が大きくなるほど放出されたメタルジェットの温度が低下することがわかった。すなわち、衝突角度が小さい場合にはメタルジェットは気相や液相状態であるが、衝突角度が大きくなると液相および固相状態となると考えられる。 $\beta=10^\circ$ ならびに  $15^\circ$ においては、界面の温度上昇の主な要因は衝突点近傍で生じる圧縮であり、波状界面形成に伴う塑性変形の影響は小さかった。一方、 $\beta=20^\circ$ ならびに  $25^\circ$ では、界

面の温度上昇の要因は主として接合界面で生じる塑性変形であった。  $\beta=10^\circ$  の局所融解領域は界面に沿って生成した。一方、  $\beta=15\sim 25^\circ$  の局所融解領域は、主に各波の渦部に生成した。波状界面形成直後では、接合界面近傍と界面から離れた母材の間に 1000K 程度の温度差が生じていた。これにより接合界面と母材の間に大きな温度勾配が生じ、急激な抜熱が起こることがわかった。各衝突角度の接合界面に生成した局所融解領域(渦部)の冷却速度は  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  のオーダーであり、衝突角度によらずほぼ同じであった。

中間層の生成過程について検討した結果、衝突角度によらず、局所融解領域の外側から中央部に向かって凝固が進行し、中間層の最終凝固部は局所融解領域の中央部となることわかった。実際の接合界面の中間層の中央にもボイドが観察されることから、ボイドは最終凝固部で生じた凝固収縮によるものと考えられる。中間層の生成量は、衝突角度が大きくなるほど少なくなった。これは、接合界面近傍の圧力が低下し、かつ波状界面が大きく形成されるため局所的な温度上昇が生じにくくなるためである。これらの結果から、中間層の生成量は衝突角度によって制御ができると考えられる。

爆発圧接により得られた Cu/Al 接合材の波状界面形態(波高、波長)やボイドの位置は、数値解析により得られた界面形態と定量的によく一致した。

## 第7章 結論

### 1. 本論文の総括と結論

爆発圧接法は爆薬の爆轟を用いて金属板を高速傾斜衝突させることによって接合を行う固相接合法であり、幅広い異種金属の組み合わせで接合できる。衝突点からはメタルジェットが放出され、接合界面には特徴的な波状界面が形成する。爆発圧接法は固相接合法に分類されているが、衝突面での急激な温度上昇により接合界面には部分的に局所融解領域が生じる。金属の組合せによっては、局所融解領域が凝固し、合金化領域あるいは中間層が生成する。接合界面に沿って合金化領域や中間層が連続的に生成されると接合材の機械的、物理的、化学的特性が低下してしまう。強固な爆発圧接材を得るには、合金化領域や中間層の生成を抑制する必要がある。そのためには、まずどのようにして接合界面に合金化領域や中間層が生成するかを明らかにしなければならない。

本研究では、対照的な2種類の異種金属の組合せである Cu/Ni と Cu/Al を供試材とし、実験と数値解析の両手法を用いることによって、爆発圧接に含まれる、(I)爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程、(II)メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程、(III)接合界面の昇温過程、(IV)接合界面の冷却過程、(V)中間層の生成過程について実験的手法と数値解析的手法から統合的な検討を行い、これまで明らかにされていなかった異種金属爆発圧接における接合界面形成メカニズムを明らかにした。

第1章「緒論」では、異種金属接合の意義と背景、さらに爆発圧接法の特徴と接合原理について述べた。従来の爆発圧接に関する研究を実験的手法と数値解析的手法を用いた研究ごとに紹介し、上述した接合界面で生じる5つ過程の中で、特に(IV)接合界面の冷却過程、(V)中間層の生成過程についての検討が十分に行われていないことを指摘した。さらに、(I)~(V)について統一的な見解は未だ示されておらず、接合界面形成メカニズムに関しては未だ明らかになっていないことが多いことから、これを明らかにすることが本研究の目的であると述べた。

第2章「爆発圧接挙動を再現する解析モデルの考案」では、(I)~(V)の爆発圧接過程を再現するための3つの数値解析モデルを考案した。

(I)爆薬の爆轟と板材の衝突過程は、爆薬と空気のソルバーに Euler、板材のソルバーに Lagrange を用い、それらを連成させる Euler-Lagrange coupling model (Model 1)で再現した。Model 1 の解析結果から、界面形態を決定する重要なパラメーターである衝突速度  $V$  と衝突角度  $\beta$  を求めた。

Model 1 から得られた  $V$  と  $\beta$  を基に、メッシュフリーの解析手法である SPH model (Mode 2) で(II)メタルジェットの放出挙動、波状界面形成過程、ならびに(III)接合界面の温度上昇過程を再現した。Model 2 の解析結果から、接合界面の温度上昇範囲を求め、局所融解領域の生成位置、形状ならびに組成を明らかにできることを示した。

Model 2 で得られた接合界面の物質分布、温度分布に関する知見を基に、OpenFOAM model

(Model 3) を用いて(IV)接合界面の冷却過程と(V)合金化領域あるいは中間層の生成過程を再現した。Model 3 を用いることで、合金化領域あるいは中間層がどこに、どのように、どの程度生成されるかを検討することができることを示した。

**第3章「Cu/Ni 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証」**では、密度差が小さく、全率固溶する Cu と Ni の爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の過程について実験と数値解析の両手法を用いて検討した。(I)~(V)の項目別に結論をまとめると以下ようになる。

#### **(I) 爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程**

爆薬量 2.8kg、板厚 2mm の Flyer plate と Parent plate を間隔 3mm で平行に設置し、爆薬を爆轟すると Flyer plate が爆轟を受け変形し、Parent plate に 500m/s、 $\beta=11^\circ$ で傾斜衝突した。

#### **(II) メタルジェット放出挙動ならびに波状界面の形成過程**

衝突点から放出されるメタルジェットが衝突点前方の Cu と Ni の金属表面に交互に衝突することで、正弦波状の波状界面が形成された。実験結果と数値解析結果の波状界面の波高と波長は定量的によく一致した。メタルジェットは、Cu と Ni がランダムに混ざり合いかつ、分散した状態で衝突点から放出された。メタルジェットの SPH 粒子数比を分析すると、Cu と Ni 比がほぼ 1:1 であった。

#### **(III) 接合界面の昇温過程**

渦部ならびに界面近傍の温度上昇の主要因は、衝突点近傍で生じる圧縮であった。一方、界面から離れた母材における温度上昇の主な要因は塑性変形であった。衝突中の融点は 1~2 $\mu$ s の極短時間だけ上昇したが、その後は大気圧下の融点とほぼ同じとなった。接合界面に生じた局所融解領域の組成は、EPMA により測定した合金化領域の組成とよく一致した。

#### **(IV) 接合界面の冷却過程**

波状界面形成直後、接合界面近傍と界面から離れた母材の間には大きな温度差が生じるため急激な抜熱が起こり、これにより界面近傍の冷却速度は  $10^6\sim 10^7$ K/s オーダーとなることが明らかになった。この数値解析結果は、過去に接合界面の組織観察から推定された冷却速度とよく一致する。

#### **(V) 合金化領域の生成過程**

局所融解領域の外側から中央部に向かって凝固が進行し、最終凝固部は局所融解領域の中央部となることわかった。これは実際の接合界面の合金化領域の中央にボイドが観察されることとよく一致する。

**第4章「Cu/Al 爆発圧接挙動の数値解析ならびに実験的検証」**では、密度差が大きく、種々の金属間化合物を生成する Cu と Al の組合せで爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の過程について実験と数値解析の両手法を用いて検討した。(I)~(V)の項目別に結論をまとめると以下ようになる。

#### **(I) 爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程**

爆薬量 3kg、板厚 2mm の Flyer plate と Parent plate を間隔 4mm で平行に設置し、爆薬を爆轟すると Flyer plate が爆轟を受け変形し、Parent plate に 530m/s、 $\beta=12^\circ$ で傾斜衝突した。

## (II) メタルジェット放出挙動ならびに波状界面の形成過程

衝突点から放出されるメタルジェットは衝突点前方の Cu 表面にのみ衝突し、トリガー状の波状界面が形成された。放出されたメタルジェットの Cu と Al の SPH 粒子数比を分析すると、およそ 1:9 で、Al がその大部分を占めることがわかった。

## (III) 接合界面の昇温過程

Cu/Ni 爆発圧接材と同様、Cu/Al 爆発圧接材でも渦部ならびに界面近傍の温度上昇の主要因は衝突点近傍で生じる圧縮であった。一方、界面から離れた母材における温度上昇の主要因は塑性変形であった。また、Cu 母材に比べ材料強度の低い Al 母材側は、接合界面から離れた領域でも塑性変形が生じ、広範囲で温度上昇が生じていた。衝突中の融点は 2~3 $\mu$ s の極短時間だけ上昇し、その後は大気圧下の融点とほぼ同じとなった。接合界面に生じた局所融解領域の組成は、EPMA により測定した中間層の組成とよく一致した。

## (IV) 接合界面の冷却過程

Cu/Ni 爆発圧接材と同様、接合界面近傍と母材の間に大きな温度勾配が生じるため、 $10^6 \sim 10^7$  K/s オーダーの冷却速度となることが明らかになった。

## (V) 中間層の生成過程

Cu/Ni 爆発圧接材と同様、凝固は局所融解領域の外側から中央部に向かって進行し、中間層の最終凝固部は局所融解領域の中央部となることわかった。よって実際の接合界面の中間層の中央に観察されたボイドは、最終凝固部で生じた凝固収縮によるものと考えられる。

第 5 章「Cu/Ni 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響」では、一定の衝突速度の下、異なる 5 つの衝突角度で Cu/Ni 爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の過程に及ぼす衝突条件の影響について実験と数値解析の両手法を用いて検討した。(I)~(V)の項目別に結論をまとめる以下になる。

## (I) 爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程

Cu/Ni 爆発圧接挙動と衝突角度の関係を明らかにするため、Flyer plate と Parent plate を  $V=600$  m/s、 $\beta=5, 10, 15, 20, 25^\circ$  の条件で衝突させた。目的の  $V$  と  $\beta$  となる実験条件を 5 つの実験条件を Euler-Lagrange coupling model(Model 1)から求めた。解析の結果、爆薬量 1.5~2.5kg、板厚 2mm の Flyer plate と Parent plate を 7~20mm の間隔を設け 2~10°傾斜させることで、目的の  $V$  と  $\beta$  となる実験条件を求めることができた。

## (II) メタルジェット放出挙動ならびに波状界面の形成過程

波状界面は衝突角度によらず、衝突点から放出されるメタルジェットが衝突点前方の金属表面に交互に衝突することで形成された。いずれの衝突角度においても放出されたメタルジェットの Cu と Ni の SPH 粒子比はおよそ 1:1 であった。衝突角度が大きくなると、メタルジェットの放出量は増加するが、メタルジェットの温度は低下することがわかった。衝突角度が小さい場合、放出されたメタルジェットは気相状態である可能性が高い。一方、衝突角度が大きい場合、放出されたメタルジェットは、液相、固相状態であると考えられる。

### (III) 接合界面の昇温過程

衝突角度によらず接合界面の比内部エネルギーの総量はほぼ同じであった。そのため、比内部エネルギーが増加する範囲が狭いほど接合界面の温度は高くなる。衝突角度が小さいほど、接合界面近傍の温度は接合界面近傍で上昇し、界面に沿って局所融解領域が生成しやすい。一方で、衝突角度が大きい場合、広範囲で温度が上昇するため衝突角度が小さい場合に比べて接合界面の温度は低く、渦部のような領域以外で局所融解領域は生じにくいと考えられる。

### (IV) 接合界面の冷却過程

各衝突角度の接合界面に生成した局所融解領域の冷却速度は、 $10^6 \sim 10^7 \text{K/s}$  オーダーであり、衝突角度によらず冷却速度はほぼ同じであった。

### (V) 合金化領域の生成過程

衝突角度によらず、局所融解領域の外側から中央部に向かって凝固が進行し、合金化領域の最終凝固部は局所融解領域の中央部となった。合金化領域の生成量は衝突角度が大きいほど、少なくなった。この結果は、衝突角度によって合金化領域の生成量を制御できることを示唆している。

第 6 章「Cu/Al 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響」では、第 5 章と同様に、一定の衝突速度の下、異なる 5 つの衝突角度で Cu/Al 爆発圧接材を作製し、(I)~(V)の爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響について実験と数値解析の両手法を用いて検討した。(I)~(V)の項目別に結論をまとめると以下のようなになる。

#### (I) 爆轟を受けた Flyer plate と Parent plate の衝突過程

第 5 章と同様、Cu/Al 爆発圧接挙動と衝突角度の関係を明らかにするため、約  $600 \text{m/s}$ 、 $\beta = 5, 10, 15, 20, 25^\circ$  で傾斜衝突させるような実験条件を Model 1 から求めた。第 5 章の Cu/Ni 爆発圧接材を作製した条件を基に、Parent plate の Ni を Al に置き換え、他の条件については変更せず解析を実施した。得られた  $V$  と  $\beta$  は第 5 章と値とほぼ同じであり、爆薬量、間隔、初期傾斜、Flyer plate の板厚と材質が同じであれば、Parent plate の材質は  $V$  と  $\beta$  はほとんど影響しないことがわかった。

#### (II) メタルジェットの放出挙動ならびに波状界面の形成過程

波状界面は、衝突角度によらず衝突点から放出されるメタルジェットが衝突点前方の Cu 表面にのみ衝突することで形成された。各衝突角度において、放出されたメタルジェットの Cu と Al の SPH 粒子数比は、およそ  $1:9 \sim 1:18$  でありメタルジェットは主に Al から放出された。第 5 章と同様、衝突角度が大きくなると、メタルジェットの放出量は増加するが、メタルジェットの温度は低下することがわかった。そのため、小さな衝突角度では、放出されたメタルジェットは気相や液相状態、大きな衝突角度では、放出されたメタルジェットは液相および固相状態であると推測される。

### (III) 接合界面の昇温過程

衝突角度によらず接合界面の比内部エネルギーの総量はほぼ同じであった。衝突角度が小さい場合、比内部エネルギーが増加する範囲が狭いため、接合界面近傍の温度は接合界面近

傍で上昇しやすい。一方で、衝突角度が大きい場合、広範囲で温度が上昇するため、渦部のような領域以外で局所融解領域は生じにくいと考えられる。

#### (IV) 接合界面の冷却過程

各衝突角度の接合界面に生成した局所融解領域の冷却速度は、 $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  オーダーであり、衝突角度によらず冷却速度はほぼ同じであった。

#### (V) 中間層の生成過程

衝突角度によらず、局所融解領域の外側から中央部に向かって凝固が進行し、中間層の最終凝固部は局所融解領域の中央部となった。また中間層の生成量は衝突角度が大きいほど、少なくなることがわかった。このことから、衝突角度によって中間層の生成量を制御できると考えられる。

第7章「結論」では、以上のように各章で得られた成果を総括した。

本研究では、対照的な異種金属の組み合わせである Cu/Ni と Cu/Al の爆発圧接材における (I)~(V) の過程について実験的手法ならびに数値解析手法から検討を行い、接合界面形成メカニズムを明らかにした。接合界面近傍の圧力は、衝突により数 GPa から数十 GPa の高圧となる。さらに波状界面形成により塑性変形が生じる。この圧力上昇と塑性変形により接合界面の温度が上昇し、界面の一部は局所的に融解する。圧力上昇に伴い物質の融点は上昇するが、圧力が上昇する時間は数  $\mu\text{s}$  と非常に短いため、局所融解領域に及ぼす融点変化の影響は無視できると考えられる。波状界面形成後、金属の組み合わせによらず接合界面では  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  のオーダーの冷却速度の冷却が生じ、局所融解領域の凝固は数百  $\mu\text{s}$  の間に完了する。母相への急激な抜熱により合金化領域あるいは中間層は、局所融解領域の外側からその中央部に向かって凝固することがわかった。

Cu/Ni ならびに Cu/Al 爆発圧接挙動に及ぼす衝突角度の影響についても検討を行った。衝突角度が大きくなるほど、波状界面の波高、波長、メタルジェットの放出量は増加した。これに対し、接合界面の圧力とメタルジェットの温度は低下することがわかった。一方、接合界面の比内部エネルギーの総量は衝突角度によらず、ほぼ同じであった。そのため比内部エネルギーの増加範囲が広範囲であれば、接合界面の温度は低くなる。よって、衝突角度が大きい場合には、局所融解領域は渦部や界面近傍にのみ生じ、衝突角度が小さい場合には局所融解領域が接合界面に沿って生成されやすいことがわかった。接合界面の冷却速度は衝突角度によらずほぼ同じであった。爆発圧接における接合界面の冷却速度は衝突条件によらず  $10^6\sim 10^7\text{K/s}$  のオーダーであると考えられる。合金化領域あるいは中間層の生成過程は金属の組み合わせや衝突角度によらずほぼ同じであり、かつその生成量は衝突角度が大きくなるほど少なくなることが明らかになった。これは、衝突角度を大きくすることで合金化領域あるいは中間層の生成量を抑制できることを示唆している。

## 2. 今後の課題

本研究で、異種金属爆発圧接における接合界面形成メカニズムについて多くの知見を得ることができた。しかしながら、未だ課題として残されているものもある。以下に本研究で検討しきれなかった点について列挙する。

### 2.1. $\beta=5^\circ$ での温度上昇, 冷却過程, 合金化領域あるいは中間層の生成過程

本研究では、 $\beta=5^\circ$ での Cu/Ni, Cu/Al 爆発圧接材における温度上昇, 冷却過程, 合金化領域あるいは中間層の生成過程を再現できなかった。この原因として考えられるのは、Model 2 の平滑化長さ  $h$  である。本研究では、平滑化長さを  $10\sim 20\mu\text{m}$  とし解析を実施した。 $\beta=5^\circ$ では、 $\beta=10\sim 25^\circ$ の解析結果から、界面近傍の非常に狭い領域(おそらく接合界面近傍の数  $\mu\text{m}$ ~数十  $\mu\text{m}$  の範囲)で温度上昇が生じると推測される。そのため、現状の平滑化長さでは、 $\beta=5^\circ$ の温度変化を再現できなかったと考えられる。この問題を解決するためには、Model 2 の平滑化長さを  $10\mu\text{m}$  以下とする必要があるが、Model 2 の解析要素数が膨大となるため、現状の解析モデルでは解析は困難であり、解析モデルの改良が必要であろう。

### 2.2. 爆発圧接挙動に及ぼす衝突速度の影響

本研究では衝突角度に着目し、それが爆発圧接挙動に及ぼす影響を検討した。しかしながら、衝突速度も衝突角度と同様、爆発圧接挙動に影響すると考えられる。第 3 章, 第 4 章に示した  $V=500\text{m/s}$ ,  $\beta=11\sim 12^\circ$ の合金化領域あるいは中間層の生成量は、第 5 章, 第 6 章の  $V=600\text{m/s}$ ,  $\beta=10^\circ$ の場合に比べて少なくなっている。衝突速度が小さい場合、運動エネルギーが低下するため、接合界面の比内部エネルギーの総量は減少すると考えられる。よって衝突速度が小さい場合、接合界面の温度上昇の温度は低下するはずである。爆発圧接現象に衝突速度が及ぼす影響を詳細に検討するためには、衝突角度が一定で、衝突速度だけが変化する実験条件を求め、爆発圧接挙動に及ぼす衝突速度の影響を本研究の数値解析手法を用いて検討する必要がある。

### 2.3. 接合界面極近傍の物質の混ざり合い, 拡散ならびにその組織

現状の Model 3 では、プログラムの関係上、物質の混ざり合いを考慮していない。そのため、第 5 章の  $\beta=25^\circ$ では、実際の接合界面に観察されなかった厚さ  $20\mu\text{m}$  程度の合金化領域が波の頭頂部に再現された。この問題を解決するためには、Model 3 を改良し物質の混ざり合いを判定できるようにする必要がある。また、Model 3 では、接合界面での物質の拡散現象を考慮していない。接合界面近傍では、融点に達せずとも十分温度は上昇しており、かつ波状界面形成に伴い転位も多く導入されていると予想できる。すなわち、接合界面近傍では物質の拡散が生じやすいと考えられる。Model 3 は laplacian 方程式を解くことができる。熱拡散方程式ならびに拡散方程式は、共に laplacian 方程式の Fick's second law であり、熱拡散率  $\alpha$  と温度  $T$ に加えて拡散率  $D$  と組成  $C$  をさらに定義すれば、接合界面の冷却過程, 凝固過程に加えて、接合界面近傍の物質の拡散現象を再現できると考えられる。ただし、プログラムの変更は必要である。

先ほど波の頭頂部では厚さ 20 $\mu\text{m}$  程度の合金化領域は生成しないだろうと述べた。しかし、厚さ 1 $\mu\text{m}$  以下の合金化領域は生成する可能性がある。電磁圧接ではあるが、Al/Fe の中間層が生成していない領域の TEM 観察を行うと、厚さ数百 nm のアモルファス相が観察されている。このアモルファス相の生成理由は、固相拡散により生成するという説と、接合界面近傍でのメカニカルアロイングにより生成するという説があり、未だ統一的な見解はない。しかしながら、爆発圧接よりも低エネルギーである電磁圧接でアモルファス相が観察されていることから、爆発圧接でも同様に、波の頭頂部に数百 nm から数  $\mu\text{m}$  の厚さの合金化領域あるいは中間層が生成される可能性はある。本研究では、主に数値解析的手法の確立に多くの時間を費やしたため、接合界面近傍の組織観察については不十分な部分も多い。今後、爆発圧接（あるいは電磁圧接）で強固な接合が得られる理由を明らかにするためにも、接合界面近傍の組織は非常に重要な検討課題であると言える。

### 3. 今後の展開

最後に、本研究の今後の展開について述べる。爆発圧接法は、数  $\text{m}^3$  クラスの大きな異種金属接合材が得られる非常に優れた接合方法である。しかし、爆薬を使用する特性上、爆発圧接法を行うには様々な制約がある。そのため国内で爆発圧接を実施できる研究機関や民間企業は数えるほどしかない。そこで現在では、その接合原理が爆発圧接法に類似した電磁圧接法が注目されている。電磁圧接法は極短時間で強固な異種金属接合材が得られる固相接合法の一種であり、金属同士を高速で傾斜衝突させることで接合が得られるという爆発圧接法と共通する特徴がある。爆発圧接法と電磁圧接法の大きな違いは、Flyer plate と Parent plate を衝突させるための駆動力と接合できる接合材の寸法である。爆発圧接法は、駆動力に爆薬の爆轟を利用するのに対し電磁圧接法は電磁力を用いる。電磁圧接法は電磁力を用いるため爆発圧接法のような制約が少なく爆発圧接法では困難な数  $\text{cm}^3$  程度の比較的小さな接合材を作製でき、さらに自動車部品等のマスプロダクトの接合方法として応用が期待されている。異種金属電磁圧接材の接合界面には爆発圧接法と同様、中間層が生成される場合がある。この中間層は爆発圧接材同様、機械的、物理的ならびに化学的特性を低下させるため抑制されることが望ましい。

本研究は異種金属爆発圧接の接合界面形成メカニズムについて検討したが、電磁力を受けた Flyer plate が Parent plate に衝突する過程を数値解析から再現し、 $V$  と  $\beta$  を求めることができれば、本研究の数値解析手法(Model 2 ならびに Mode 3)を用いて電磁圧接法の接合界面の形成メカニズムについても多くの知見が得られると考えられる。本研究で得られた接合界面の形成メカニズムに対する知見が、電磁圧接法に応用されることに期待したい。

## 参考文献

1. Findik F. Recent developments in explosive welding. *Mater Des.* 2011;32(3):1081–1093. doi:10.1016/j.matdes.2010.10.017.
2. 三宅俊也. マルチマテリアル化による自動車軽量化への貢献を目指して.; 2016.
3. 中田一博. 異種材料接合の現状と摩擦エネルギーを利用した最近の研究. *スマートプロセス学会誌.* 2015;4(2):64–72. doi:10.7791/jspmee.4.64.
4. B.Crossland. *Explosive Welding of Metals and Its Application.* Oxford series; 1982.
5. S. A. A . Mousavi, S. T. S. Al-Hassani, A. G. Atkins. Bond strength of explosively welded specimens. *Mater Des.* 2008;29:1334–1352.
6. R. Kacar, M. Acarer. An investigation on the explosive cladding of 316L stainless steel-din-P355GH steel. *J Mater Process Technol.* 2004;152(1):91–96. doi:10.1016/j.jmatprotec.2004.03.012.
7. T.Z. Blazynski. *Explosive Welding, Forming and Compaction.* New York: Elsevier Science; 1983.
8. J. H. Han, J. P. Ahn, M. C. Shin. Effect of interlayer thickness on shear deformation behavior of AA5083 aluminum alloy/SS41 steel plates manufactured by explosive welding. *J Mater Sci.* 2003.
9. Y. Aizawa, J. Nishiwaki, Y. Harada, S. Muraishi, S. Kumai. Experimental and numerical analysis of the formation behavior of intermediate layers at explosive welded Al/Fe joint interfaces. *J Manuf Process.* 2016;24:100–106. doi:10.1016/j.jmapro.2016.08.002.
10. V. Balasubramanian, M. Rathinasabapathi, K. Raghukandan. Modelling of process parameters in explosive cladding of mildsteel and aluminium. *J Mater Process Technol.* 1997;63(1):83–88. doi:10.1016/S0924-0136(96)02604-0.
11. M. Acarer, B. Demir. An investigation of mechanical and metallurgical properties of explosive welded aluminum–dual phase steel. *Mater Lett.* 2008;62:4158–4160.
12. L. Tricarico ., R. Spina, D. Sorgente ., M. Brandizzi. Effects of heat treatments on mechanical properties of Fe/Al explosion-welded structural transition joints. *Mater Des.* 2009;30(7):2693–2700. doi:10.1016/j.matdes.2008.10.010.
13. X.J. Sun, J. Tao, X. Z. Guo. Bonding properties of interface in Fe/Al clad tube prepared by explosive welding. *Trans Nonferrous Met Soc China.* 2011;21(10):2175–2180.
14. T. Onzawa, Y. Ishii. Fundamental Studies on Explosive Welding: Observations of Metal jet and wavy pattern. *Trans Japan Weld Soc.* 1975;6(2):18–24.
15. B.A. Greenberg, M. A. Ivanov. Inhomogeneities of the interface produced by explosive welding. *Phys Met Metallogr.* 2012;113(2):176–189.
16. Y. B. Yan, Z. W. Zhang, W. Shen, J. H. Wang, L. K. Zhang, B. A. Chin. Microstructure and properties of magnesium AZ31B–aluminum 7075 explosively welded composite plate. *Mater Sci Eng A.* 2010;527(9):2241–2245. doi:10.1016/j.msea.2009.12.007.
17. E. S. Ege, O. T. Inal, C. A. Zimmerly. Response surface study on production of explosively-welded aluminum-titanium laminates. *J Mater Sci.* 1998;33(22):5327–5338. doi:10.1023/A:1004485914302.

18. P. Bazarnik, B. Adamczyk-Cieślak, A. Gałkaほか. Mechanical and microstructural characteristics of Ti6Al4V/AA2519 and Ti6Al4V/AA1050/AA2519 laminates manufactured by explosive welding. *Mater Des.* 2016;111:146–157. doi:10.1016/j.matdes.2016.08.088.
19. I. A. Bataev, A. A. Bataev, V. I. Mali, D. V. Pavliukova. Structural and mechanical properties of metallic–intermetallic laminate composites produced by explosive welding and annealing. *Mater Des.* 2012;35:225–234.
20. B. A. Greenberg, M. A. Ivanov, V. V. Rybinほか. The problem of intermixing of metals possessing no mutual solubility upon explosion welding (Cu–Ta, Fe–Ag, Al–Ta). *Mater Charact.* 2013;75:51–62. doi:10.1016/j.matchar.2012.10.011.
21. Y. Trykov, L. Gurevich, D. Pronichev, M. Trunov. Influence of Strain-Hardened Zones and Intermetallic Layers of Explosion Welded and Heat Treated Al/Cu Laminated Metal Composites on the Evolution of Thermal Conductivity Coefficient. *Mater Sci.* 2014;20(3):267–270. doi:10.5755/j01.ms.20.3.4602.
22. H. Paul, J. Morgiel, T. Baudin, F. Brisset, M. Prażmowski, M. Miszczyk. Characterization of Explosive Weld Joints by TEM and SEM/EBSD. *Arch Metall Mater.* 2014;59(3). doi:10.2478/amm-2014-0197.
23. 西脇淳人, 相澤祐輔, 原田陽平, 熊井真次. Cu/Al爆発圧接材の接合プロセスと接合界面形態の数値解析. *スマートプロセス学会誌.* 2015;4(2):95–101.
24. B. Gulenc. *Investigation of interface properties and weldability of aluminum and copper plates by explosive welding method.*; 2008. doi:10.1016/j.matdes.2006.11.001.
25. J. Z. Ashani, S. M. Bagheri. Explosive scarf welding of aluminum to copper plates and their interface properties. *Materwiss Werksttech.* 2009;40(9):690–698. doi:10.1002/mawe.200900415.
26. A. G. Mamalis, A. Szalay, N. M. Vaxevanidis, D. E. Manolakos. Fabrication of bimetallic rods by explosive cladding and warm extrusion. *J Mater Process Technol.* 1998;83(1):48–53. doi:10.1016/S0924-0136(98)00042-9.
27. A. Durgutlu, B. Gülenç, F. Findik. Examination of copper/stainless steel joints formed by explosive welding. *Mater Des.* 2005;26(6):497–507. doi:10.1016/j.matdes.2004.07.021.
28. Z. Livne, Munitz A. Characterization of explosively bonded iron and copper plates. *J Mater Sci.* 1987;22(4):1495–1500. doi:10.1007/BF01233153.
29. Y. D. Qu, W. J. Zhang, X. Q. Kong, X. Zhao. Theoretical Investigation of Calculating Temperatures in the Combining Zone of Cu/Fe Composite Plate Jointed by Explosive Welding. *Phys Met Metallogr.* 2016;117(3):260–266. doi:10.1134/S0031918X16030121.
30. K. Raghukandan. Analysis of the explosive cladding of cu–low carbon steel plates. *J Mater Process Technol.* 2003;139(1):573–577. doi:10.1016/S0924-0136(03)00539-9.
31. A. Durgutlu, H. Okuyucu, B. Gulenc. *Investigation of effect of the stand-off distance on interface characteristics of explosively welded copper and stainless steel.*; 2008. doi:10.1016/j.matdes.2007.07.012.
32. V. A. Belyakov, S. A. Fabritsiev, I. V. Mazul, A. F. Rowcliffe. Status of international collaborative

- efforts on selected ITER materials. *J Nucl Mater.* 2000;283:962–967. doi:10.1016/S0022-3115(00)00233-6.
33. U. K. Mudali, B. M. Ananda Rao, K. Shanmugam, R. Natarajan, B. Raj. Corrosion and microstructural aspects of dissimilar joints of titanium and type 304L stainless steel. *J Nucl Mater.* 2003;321(1):40–48. doi:10.1016/S0022-3115(03)00194-6.
  34. N. Kahraman, B. Gulenc, F. Findik. Joining of titanium/stainless steel by explosive welding and effect on interface. *J Mater Process ....* 2005;169:127–133.
  35. S. A. A. Mousavi, L. M. Barrett, S. T. S. Al-Hassani. Explosive welding of metal plates. *J Mater Process Technol.* 2008;202(1):224–239.
  36. P. Manikandan, K. Hokamoto. Control of energetic conditions by employing interlayer of different thickness for explosive welding of titanium/304 stainless steel. *J Mater ....* 2008;195:232–240.
  37. S. A. A. Mousavi, P. F. Sartangi. Effect of post-weld heat treatment on the interface microstructure of explosively welded titanium–stainless steel composite. *Mater Sci Eng A.* 2008;494(1):329–336. doi:10.1016/j.msea.2008.04.032.
  38. Y. Kawamura. Liquid phase and supercooled liquid phase welding of bulk metallic glasses. *Mater Sci Eng A.* 2004;375:112–119. doi:10.1016/j.msea.2003.10.097.
  39. W. D. Liu, K. X. Liu, Q. Y. Chen, J. T. Wang, H. H. Yan, X. J. Li. Metallic glass coating on metals plate by adjusted explosive welding technique. *Appl Surf Sci.* 2009;255(23):9343–9347. doi:10.1016/j.apsusc.2009.07.033.
  40. K. Hokamoto, K. Nakata, A. Moriほか. Microstructural characterization of explosively welded rapidly solidified foil and stainless steel plate through the acceleration employing underwater shock wave. *J Alloys Compd.* 2009;485(1):817–821. doi:10.1016/j.jallcom.2009.06.082.
  41. 大塚誠彦. 爆発圧着クラッドを用いた異材継手. 圧力技術. 2015;53(1):42–45. doi:10.11181/HPI.53.42.
  42. M. Vesenjak, K. Hokamoto, S. Matsumoto, Y. Marumo, Z. Ren. *Uni-directional porous metal fabricated by rolling of copper sheet and explosive compaction.*; 2016. doi:10.1016/j.matlet.2016.01.143.
  43. BAクラッド®の特長 | 爆発圧着クラッドの主な特長. Available at: <https://www.asahi-kasei.co.jp/baclad/jp/about/features.html>.
  44. Y. Zhang, Babu SS, C. Prothe. Application of high velocity impact welding at varied different length scales. *J Mater Process Technol.* 2011;211:944–952.
  45. 旭化成株式会社. BAクラッド®. Available at: <https://www.asahi-kasei.co.jp/baclad/jp/index.html>.
  46. F. Findik. Recent developments in explosive welding. *Mater Des.* 2011;32:1081–1093.
  47. S. A. A. Mousavi, S. J. Burley, S. T. S. Al-Hassani, W. Byers Brown. Simulation of Explosive Welding with ANFO Mixtures. *Propellants, Explos Pyrotech.* 2004;29(3):188–196. doi:10.1002/prop.200400042.
  48. S. A. A. Mousavi, S. J. Burley, S. T. S. Al-Hassani. Simulation of explosive welding using the

- Williamsburg equation of state to model low detonation velocity explosives. *Int J Impact Eng.* 2005;31(6):719–734. doi:10.1016/j.ijimpeng.2004.03.003.
49. R. Mendes, J. B. Ribeiro, A. Loureiro. Effect of explosive characteristics on the explosive welding of stainless steel to carbon steel in cylindrical configuration. *Mater Des.* 2013;51:182–192. doi:10.1016/j.matdes.2013.03.069.
  50. T. Onzawa, Y. Ishii. Study on Wave Formation in Explosive Bonding. *Trans Japan Weld Soc.* 1973;4(2):101–108.
  51. A. S. Bahrani, T. J. Black, B. Crossland. The mechanics of wave formation in explosive welding. *Proc R Soc A.* 1967;296(1445):123–136. doi:10.1098/rspa.1967.0010.
  52. D. J. Viguera, C. T. de Renero, O. T. Inal. Explosive and impact welding: technical review. *Mater Technol Adv Perform Mater.* 2007;22(4):200–204. doi:10.1179/175355507X236740.
  53. S. A. A. Mousavi, P. F. Sartangi. Experimental investigation of explosive welding of cp-titanium/AISI 304 stainless steel. *Mater Des.* 2009;30:459–468.
  54. M. M. Hoseini Athar, B. Tolaminejad. Weldability window and the effect of interface morphology on the properties of Al/Cu/Al laminated composites fabricated by explosive welding. *Mater Des.* 2015;86:516–525. doi:10.1016/j.matdes.2015.07.114.
  55. A. A. Deribas, V. M. Kudinov. Determination of the impact parameters of flat plates in explosive welding. *Combust Explos Shock Waves.* 1967;3(2):291–298.
  56. G.R. Cowan, A. H. Holtzman. Flow Configurations in Colliding Plates: Explosive Bonding. *J Appl Phys.* 1963;34(4):928. doi:10.1063/1.1729565.
  57. A. A. Deribas, S. K. Godunov, N. S. Kozin. Wave formation in explosive welding. *J Appl Mech Tech Phys.* 1973;12(3):398–406.
  58. M. Watanabe, S. Kumai. High-Speed Deformation and Collision Behavior of Pure Aluminum Plates in Magnetic Pulse Welding. *Mater Trans.* 2009;50(8):2035–2042. doi:10.2320/matertrans.L-M2009816.
  59. 柿崎正悟. 衝撃圧接時のメタルジェット放出および波状界面形成に及ぼす衝突条件の影響. 修士論文, 2012.
  60. 石井勇五郎, 恩沢忠男, 関誠夫, 柳沢剛. 爆発圧接における金属ジェット現象の研究. 1971:523–534.
  61. J. N. Hunt. Wave formation in explosive welding. *Philos Mag.* 1968;17(148):669–680. doi:10.1080/14786436808223020.
  62. G.R. Cowan, O. R. Bergmann, A. H. Holtzman. Mechanism of bond zone wave formation in explosion-clad metals. *Metall Mater Trans B.* 1971;2(11):3145–3155. doi:10.1007/BF02814967.
  63. S.R.Reid. A discussion of the mechanism of interface wave generation in explosive welding. *Int J Mech Sci.* 1974;16(6):399–413.
  64. O.B. Drennov, A.I. Davydov, A.L. Mikhailov, V.A. Raevskii. Shear instability at the “explosion product–metal” interface for sliding detonation of an explosive charge. *Int J Impact Eng.* 2005;32(1):155–160. doi:10.1016/j.ijimpeng.2005.01.006.

65. O.B. Drennov, A.L. Mikhailov, P.N. Nizovtsev, V.A. Raevskii. Instability of an interface between steel layers acted upon by an oblique shock wave. *Int J Impact Eng.* 2005;32(1):161–172. doi:10.1016/j.ijimpeng.2005.01.009.
66. H. Paul, L. Lityńska-Dobrzyńska, M. Prazmowski. Microstructure and phase constitution near the interface of explosively welded aluminum/copper plates. *Metall Mater Trans A.* 2013;44(8):3836–3851. doi:10.1007/s11661-013-1703-1.
67. M. Gerland, H. N. Presles, J. P. Guin, D. Bertheau. Explosive cladding of a thin Ni-film to an aluminium alloy. *Mater Sci Eng A.* 2000;280:311–319.
68. Y. Li, H. Hashimoto, E. Sucedai, Y. Zhang, Z. Zhang. Morphology and structure of various phases at the bonding interface of Al/steel formed by explosive welding. *J Electron Microsc (Tokyo).* 2000;49(1):5–16.
69. 西脇淳人, 相澤祐輔, 原田陽平, 熊井真次. Cu / Al 爆発圧接界面に形成される中間相の生成機構. 軽金属学会 第126回春期大会講演概要; 2014:195.
70. 石井勇五郎, 恩沢忠男, 生沼利亮, 村越誠. 爆発圧接境界の溶融層の研究(第1報). 溶接学会誌. 1969;38(6):601–607.
71. 石井勇五郎, 恩沢忠男, 生沼利亮. 爆発圧接境界の溶融層の研究(第2報). *Japan Weld Soc.* 1969;38(12):1372–1378.
72. S. A. A. Mousavi, S. T. S. Al-Hassani. Finite element simulation of explosively-driven plate impact with application to explosive welding. *Mater Des.* 2008;29(1):1–19. doi:10.1016/j.matdes.2006.12.012.
73. S. A. A. Mousavi, P. F. Sartangi. Experimental investigation of explosive welding of cp-titanium/AISI 304 stainless steel. *Mater Des.* 2009;30(3):459–468. doi:10.1016/j.matdes.2008.06.016.
74. M. R. Khanzadeh, S. A. A. Mousavi, A. Amadeh, G. H. Liaghat. Correlation Between Numerical Finite Element Simulation and Experiments for Explosive Cladding of Nickel Base Super Alloy on Hot Tool Steel. *Strain.* 2012;48(4):342–355. doi:10.1111/j.1475-1305.2011.00828.x.
75. S. A. A. Mousavi, S. T. S. Al-Hassani. Numerical and experimental studies of the mechanism of the wavy interface formations in explosive/impact welding. *J Mech Phys Solids.* 2005;53(11):2501–2528. doi:10.1016/j.jmps.2005.06.001.
76. S. A. A. Mousavi, P.F. Sartangi. Effect of post-weld heat treatment on the interface microstructure of explosively welded titanium–stainless steel composite. *Mater Sci Eng A.* 2008;494:329–336.
77. S. A. A. Mousavi, S. T. S. Al-Hassani. Numerical and experimental studies of the mechanism of the wavy interface formations in explosive/impact welding. *J Mech Phys ...* 2005;53(11):2501–2528.
78. K. Tanaka. Numerical Studies of Explosive Welding by SPH. *Mater Sci Forum.* 2008;566:61–64. doi:10.4028/www.scientific.net/MSF.566.61.
79. X. Wang, Y. Zheng, H. Liuほか. Numerical study of the mechanism of explosive/impact welding using Smoothed Particle Hydrodynamics method. *Mater Des.* 2012;35:210–219. doi:10.1016/j.matdes.2011.09.047.

80. A. Nassiri, B. Kinsey. Numerical studies on high-velocity impact welding: smoothed particle hydrodynamics (SPH) and arbitrary Lagrangian–Eulerian (ALE). *J Manuf Process*. 2016. doi:10.1016/j.jmapro.2016.06.017.
81. A. Nassiri, G. Chini, A. Vivek, G. Daehn, B. Kinsey. Arbitrary Lagrangian–Eulerian finite element simulation and experimental investigation of wavy interfacial morphology during high velocity impact welding. *Mater Des*. 2015;88:345–358. doi:10.1016/j.matdes.2015.09.005.
82. T. Sapanathan, R.N. Raelison, E. Padayodi, N. Buiron, M. Rachik. Depiction of interfacial characteristic changes during impact welding using computational methods: Comparison between Arbitrary Lagrangian - Eulerian and Eulerian simulations. *Mater Des*. 2016;102:303–312. doi:10.1016/j.matdes.2016.04.025.
83. S. Y. Chen, Z. W. Wu, K. X. Liu, X. J. Li, N. Luo, G. X. Lu. Atomic diffusion behavior in Cu-Al explosive welding process. *J Appl Phys*. 2013;113(4):1–6. doi:10.1063/1.4775788.
84. K.Hokamoto, T. Izuma, M. Fujita. New explosive welding technique to weld. *Metall Trans A*. 1993;24(10):2289–2297. doi:10.1007/BF02648602.
85. X. J. Li, F. Mo, X. H. Wang, B. Wang, K. X. Liu. Numerical study on mechanism of explosive welding. *Sci Technol Weld Join*. 2012;17(1):36–41. doi:10.1179/1362171811Y.0000000071.
86. T. Sapanathan, R.N. Raelison, N. Buiron, M. Rachik. In situ metallic porous structure formation due to ultra high heating and cooling rates during an electromagnetic pulse welding. *Scr Mater*. 2017;128:10–13. doi:10.1016/j.scriptamat.2016.09.030.
87. 片山雅英. 高速衝突と爆発現象の数値シミュレーション. シミュレーション. 2003;22(2):118–122.
88. Wilkins ML. *Computer Simulation of Dynamic Phenomena*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg; 1999. doi:10.1007/978-3-662-03885-7.
89. 一般社団法人 オープンCAE学会. *OpenFOAM User Guide*. 2. 2.0 版 (一般社団法人 オープンCAE学会, 編.); 2013.
90. 片山雅英. 高速衝突と爆発問題を中心とした諸分野における衝撃解析. 第7回衝撃工学フォーラム. Tokyo, Japan: 日本材料学会; 2008:1–19.
91. ANSYS. *Theory Manual*. Revision 4. ANSYS; 2005.
92. 伊東雅晴. 構造解析ソフトと衝撃解析コードの違いはどこにあるのか. 防衛施設学会. 2010;10:46–55.
93. Davis L, Hill L. ANFO cylinder tests. *AIP Conf Proc*. 2002.
94. 田中克己. 改良木原-疋田式による煙火原料薬の爆発特性. *Sci Technol Energ Mater*. 2003;64(4):167–174.
95. 伊藤忠テクノソリューションズ. KHT2009. Available at: <http://www.engineering-eye.com/AUTODYN/details/>.
96. Mader CL, Gibbs TR, Hopson JWほか. *DATA LOS ALAMOS SERIES ON DYNAMIC*. (Marsh SP, 編). Berkeley • Los angels • London: University of California Press; 1980.
97. D. J. Steinberg, S. G. Cochran, M. W. Guinan. A constitutive model for metals applicable at high-

- strain rate. *J Appl Phys.* 1980;51(3):1498. doi:10.1063/1.327799.
98. Gordon R. Johnson, William H. Cook. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures.
  99. Zerilli FJ, Armstrong RW. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations. *J Appl Phys.* 1987;61(5):1816. doi:10.1063/1.338024.
  100. Deribas A, Kudinov V. Simulation of the process of wave formation in explosive welding. *Combust Explos Shock Waves.* 1968;4(1):100–107.
  101. A. A. Deribas, V. M. Kudinov, F. I. Matveenkov, V. A. Simonov. Explosive welding. *Combust Explos Shock Waves.* 1967;3(1):111–118.
  102. ANSYS. *SPH User Manual and Tutorial.* Revision 4. ANSYS; 2005.
  103. 陸田秀美, 土井康明. 碎波による衝撃圧の直接推定と構造物の動的解析.
  104. Swegle J, Attaway S, Heinstein M. An analysis of smoothed particle hydrodynamics. 1994.
  105. J. Gilvarry. Lindemann and Grüneisen Laws and a Melting Law at High Pressure. *Phys Rev Lett.* 1966;16(24):1089–1091. doi:10.1103/PhysRevLett.16.1089.
  106. H. Schlosser, P. Vinet, J. Ferrante. Pressure dependence of the melting temperature of metals. *Phys Rev B.* 1989;40(9):5929–5935. doi:10.1103/PhysRevB.40.5929.
  107. Mader CL, Terry R G, John W, Hopson Jほか. *LASL shock Hugoniot data.* (Stanley P:Marsh, 編). Berekely and Los angeles, California: University of California Press; 1980.
  108. J.D. Seidt, A. Gilat, J.A. Klein, J.R. Leach. High Strain Rate, High Temperature Constitutive and Failure Models for EOD Impact Scenarios. *SEM Annual Conference & Exposition on Experimental and Applied Mechanics.*; 2007:1–15.
  109. G. Birkhoff, D.P. MacDougall. Explosives with lined cavities. *J Appl Phys.* 1948;19:563–582.
  110. Y. Touloukian. *Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series. Volume 10. Thermal Diffusivity.* Volume 10. NY: TPRC; 1974.
  111. Y. Touloukian. *THERMAL CONDUCTIVITY Metallic Elements and Alloys.* Volume 1. NY: TPRC; 1970.
  112. Y.Touloukian. *SPECIFIC HEAT Metallic Elements and Alloys.* Volume 4. NY Washington: TPRC; 1970.
  113. ASM International Alloy Phase Diagram and Handbook Committees. *ASM Handbook: Volume 3: Alloy Phase Diagrams.* Volume 3. ASM INTERNATIONAL; 1992.
  114. B.Crossland. *Explosive welding of Metal and its Application.* Oxford Ser.; 1982.
  115. 日本金属学会. 金属データブック. 改訂3版 版 (日本金属学会, 編). 日本金属学会; 1995.
  116. 澤裕也. 異種金属衝撃圧接材の界面形態に及ぼす衝突条件の影響と波状界面の形成機構. 修士論文, 2013.
  117. T. Onzawa, Y. Ishii. Fundamental Studies on Explosive Welding. *Japan Weld Soc.* 1975;6(2):18–24.
  118. 玄田英典. SPH法による衝突数値計算. 日本惑星科学会誌. 2015;24(3):191–201.

## 謝辞

本研究の遂行ならびに本論文をまとめるにあたり、終始適切なお指導・ご鞭撻を賜りました東京工業大学大学院理工学研究科 材料工学専攻 熊井真次教授に心から感謝し、厚く御礼申し上げます。また日頃の進捗報告、講究、学会発表等で多くの助言をいただき、その中で、研究に対する姿勢、考え方など多くのことを学びました。私の人生に最も影響を与えたであろうこの5年間、熊井真次教授の下で爆発圧接ならびに電磁圧接に携われたことを幸せに思います。また、本論文のご審査ならびに貴重なご意見・ご教示を賜りました同専攻 中村吉男教授、小林郁夫准教授、木村好里准教授、村石信二准教授に深く御礼申し上げます。村石信二准教授には、数値解析の理論的な部分についての指摘を多く頂きました。また、透過型電子顕微鏡の組織観察の際に大変お世話になりました。残念ながら本論文では透過型電子顕微鏡の組織観察結果をまとめるに至りませんでした。大変貴重な経験をさせていただきました。共同研究先である旭化成株式会社の山田吉徳様、大塚誠彦博士、飛田栄治様、花野嘉紀様には爆発圧接実験をご協力いただき、専門家の立場から多くのご助言をいただきました。深く感謝致します。

本研究は熊井研究室の皆様のご協力なしでは遂行することはできませんでした。原田陽平助教には、修士1年から5年間、研究の進め方や実験器具の使用方法など多くのご指導をいただきました。研究室の先輩方からは、ご卒業後も様々なご助言をいただきました。特に、本研究の着想に至る重要な部分を研究された現日本大学理工学部精密機械工学科渡邊満洋助教、柿崎正悟さん、澤裕也さんに感謝致します。御三方の博士論文ならびに修士論文は何度も読ませて頂き、本研究の参考にさせていただきました。研究室の皆さんには大変お世話になりました。吉野路英さんには、第一線で活躍される技術者として、的確な助言をいただきました。高山雄介君、宋濫君、合田知男さんとはよく食事に行かせていただき、研究のことから日常生活まで幅広く議論を交わし楽しい時間を過ごすことができました。高山雄介君と宋濫君が来年、無事に博士課程を修了されますことを願っております。同じ接合・成型グループであった相澤祐輔君、山岸大起君、神戸貴史君、李傑迪君、毛戸康隆君、占部航平君、木村慎吾君、沖原麻耶さんとは色々な意見を出し合い、共に刺激し合うことができました。神戸貴史君、李傑迪君は、博士課程に進学してからも、自分の興味のある課題を見つけ、接合・成型グループの後輩達を巻き込みながら日々研究に励まれることを願っております。今後の爆発圧接、電磁圧接ならびに電磁成型の研究がより発展することを期待しております。また同研究室で爆発圧接について研究していた相澤祐輔君と山岸大起君とは、日々活発な議論を行う中で様々な発見がありました。研究を行う中で、自分と違う意見を聞くこと、そして一緒に考える大切さを学びました。

上記以外の方々にもたくさんのご協力をいただきました。これまでの5年間を思い返すと、非常に恵まれた環境で研究していたのだと改めて感じます。本論文は皆様のご協力のもと完成することができました。全ての皆様に厚く御礼申し上げます。

最後に、博士後期課程修了に至る長期間を経済的、精神的に支え続けてくださいました祖母、両親、姉に心から感謝致します。