



Title	アルミニウム合金中の拡散の研究
Author(s)	南埜, 宜俊
Citation	大阪大学, 1986, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1578
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

アルミニウム合金中の拡散の研究

昭和 60 年 10 月

南 楚 宜 俊

目次

第1章	序 論	1
1-1	まえがき	
1-2	拡散現象	
1-2-1	拡散方程式	
1-2-2	金属固体内の拡散現象の分類	
1-2-3	拡散機構	
1-2-4	拡散の温度依存性と圧力依存性	
1-3	相互拡散研究法の問題点	
1-4	高圧力技術と高圧力下の拡散研究	
1-5	研究目的	
1-6	各章の構成	
1-7	参考文献	
第2章	2元系アルミニウム合金の相互拡散	11
2-1	緒 言	
2-2	実験方法	
2-3	結 果	
2-4	考 察	
2-5	まとめ	
2-6	参考文献	
第3章	2元系アルミニウム合金の相互拡散への電気抵抗法の改良と適用	24
3-1	緒 言	
3-2	F i c kの第2方程式の解析解	
3-3	電気抵抗変化	

3-4 実験方法

3-4-1 Al-Zn系

3-4-2 Al-Li系

3-5 結果と考察

3-5-1 濃度分布

3-5-2 希薄合金の比抵抗

3-5-3 電気抵抗変化

3-5-4 拡散係数

3-6 まとめ

3-7 参考文献

3-8 付録

第4章 拡散の活性化エネルギーの原子寸法効果・・・・・・・・・・・・ 38

4-1 緒言

4-2 パラメーターの設定

4-3 拡散の活性化エネルギーと r^3/K パラメーター

4-4 まとめ

4-5 参考文献

第5章 3元系アルミニウム合金の相互拡散・・・・・・・・・・・・ 47

5-1 緒言

5-2 実験方法

5-2-1 拡散対の作製

5-2-2 拡散焼鈍、濃度距離曲線、拡散路

5-2-3 相互拡散係数

5-3 結果と考察

5-3-1 濃度距離曲線と拡散路

5-3-2 相互拡散係数

5-3-3	相互作用パラメーター	
5-3-4	相互拡散係数の温度依存性	
5-3-5	濃度距離曲線と拡散路の計算	
5-4	まとめ	
5-5	参考文献	
第6章	高圧力下のアルミニウム合金の相互拡散	66
6-1	緒言	
6-2	実験方法	
6-2-1	拡散対の作製	
6-2-2	拡散焼鈍	
6-2-3	濃度距離曲線と拡散係数	
6-3	結果と考察	
6-4	まとめ	
6-5	参考文献	
第7章	高圧力下のアルミニウム系の反応拡散	82
7-1	緒言	
7-2	実験方法	
7-3	結果	
7-3-1	Al-Ag系	
7-3-2	Al-Cu系	
7-3-3	Al-Mg系	
7-4	考察	
7-5	まとめ	
7-6	参考文献	
第8章	高圧力下のアルミニウム合金の状態図	109

8-1	緒言	
8-2	実験方法	
8-3	結果	
8-3-1	Al-Ag系	
8-3-2	Al-Cu系	
8-3-3	Al-Mg系	
8-4	考察	
8-4-1	固溶限の圧力依存性	
8-4-2	固溶限の温度依存性	
8-4-3	高圧力下の状態図計算	
8-5	まとめ	
8-6	参考文献	
第9章	総括	128
	本論文に関連した発表論文と解説	131
	謝辞	132

第1章 序論

1-1 まえがき

アルミニウムは熱及び電気の良い導体で加工の容易な比重が2.7と軽い材料である。そのアルミニウムにCu, Ag, Zn, Mg等の元素を加え合金化すると時効性を示し、熱処理により機械的特性を大きく向上させることができる。特にジュラルミン(Al-Cu-Mg系合金)や超々ジュラルミン(Al-Mg-Zn系合金)は工業用材料として需要も大きい[1]。

拡散現象はそれら合金の時効だけでなく、回復再結晶、析出、均一化处理、拡散溶接、高温クリープ、溶融メッキ、カロライジング、表面被覆、焼結、酸化、偏析等の工業で重要な現象を支配する基礎的な因子であり、速度論における解析には拡散係数は必須の情報量である。

1-2 拡散現象

1-2-1 拡散方程式

物質の拡散現象は、非平衡の熱力学により輸送現象といわれる本質的に不可逆な現象として部分平衡の原理と輸送現象の線形性の原理により記述される[2]。部分平衡の原理とは非平衡状態であっても十分に小さいが有限な部分に対しては平衡が成立するという立場である。線形性の原理とは物質の流速が力の線形同次関数であることを意味する。すなわち、系に不可逆過程を引き起こす力により流れ J_i が引き起こされ、多くの場合1つの力が同時に多くの流れを引き起こすということである。拡散流は現象方程式により表わされ、

$$J_i = - \sum_{j=1}^n L_{ij} X_j \quad (1-1)$$

ここで、 X_j は互いに共役な力である。 L_{ij} は現象係数であり、Onsagerの相反定理より[3,4]、

$$L_{ij} = L_{ji} \quad (1-2)$$

の関係が存在する。等温で化学ポテンシャルの勾配のみである系においては (1-1) 式の線形現象方程式は、

$$J_i = - \sum_{j=1}^p L_{ij} \nabla_T \mu_j \quad (1-3)$$

と表わされる。ここで μ_i は化学ポテンシャルである。外力が働かず質量の部分重心の速度が位置や時間に依らず化学反応のないときは、

$$\sum_{i=1}^p C_i \nabla_T \mu_i = 0 \quad (1-4)$$

であるので (1-3) 式は、

$$\begin{aligned} J_i &= - \sum_{k=1}^p \left(\sum_{j=1}^p L_{ij} \left(\frac{\partial \mu_j}{\partial C_k} \right) \right) \nabla C_k \\ &= - \sum_{k=1}^p D_{ik} \nabla C_k \end{aligned} \quad (1-5)$$

$$D_{ik} = \sum_{j=1}^p L_{ij} \left(\frac{\partial \mu_j}{\partial C_k} \right) \quad (1-6)$$

となる。ここで C_i は濃度、 D_{ik} は拡散係数であり m^2/s の単位を持つ。後で述べる様に拡散現象の分類に従って拡散係数はそれぞれ相互拡散係数、自己拡散係数等といわれる。

(1-6) 式は拡散係数と現象係数との関係を示している。拡散係数は現象係数における Onsager の定理の (1-2) 式と違い明らかに特別な場合を除き、

$$D_{ij} \neq D_{ji}, \quad (i \neq j) \quad (1-7)$$

である。(1-5) 式は n 元系合金での Fick の第 1 法則の拡張形であり、成分 i の拡散流は自分自身の濃度勾配だけでなく他の成分の濃度勾配によっても生じることを示す。たとえば x 方向のみの拡散を考えると、2 元系合金内での相互拡散流 J は唯一の相互拡散係数 $\bar{D}$ により表わされる。

$$J = - \bar{D} \left(\frac{\partial C}{\partial X} \right) \quad (1-8)$$

ここで X は距離である。さらに、3 元系合金 (1-2-3 系、3 は溶媒) では相互拡散流は 4 つの相互拡散係数により、

$$J_1 = - \bar{D}_{11} \left(\frac{\partial C_1}{\partial X} \right) - \bar{D}_{12} \left(\frac{\partial C_2}{\partial X} \right) \quad (1-9)$$

$$J_2 = - \bar{D}_{21} \left(\frac{\partial C_1}{\partial X} \right) - \bar{D}_{22} \left(\frac{\partial C_2}{\partial X} \right) \quad (1-10)$$

と表現される。このように 2 元系の (1-8) 式に比べて 3 元系の (1-9) と (1-10) 式からわかるように 3 元系相互拡散は実験と解析が複雑であることがわかる。また、Fick の第 1 法則は一定体積の結晶中における濃度の時間変化と濃度勾配の関係を明らかにしていな

いため時間の関数として濃度分布を計算することは不可能である。その関係を示すのが Fick の第2法則である。Fick の第2法則は (1-6) 式と流体力学における連続の式により導かれる。

$$\partial C_i / \partial t = \sum_{k=1}^n \nabla (D_{ik} \nabla C_k) \quad (1-11)$$

(1-11) 式は Fick の第2方程式といわれ、非定常状態での拡散による濃度変化を記述でき拡散が始まる時の濃度分布より拡散後の濃度分布が計算されることを示す。拡散係数は実験条件に対応する初期条件と境界条件のもとで (1-11) 式を解き拡散により生じた濃度分布から求めることができる。

1-2-2 金属固体内の拡散現象の分類

金属固体内の拡散現象は原子の拡散する場所（経路）、種類、反応の有無により分類される [5,6]。

場所による分類では、体積拡散、粒界拡散、転位拡散がある。低温においては粒界拡散と転位拡散が優先的である。しかし、金属の融点の $1/2$ 以上の高温においては体積拡散が優先的となり、本研究における高温で観察される金属固体内の拡散は体積拡散であるとみなしてよい。

種類や反応の有無による分類では、自己拡散、相互拡散、反応拡散に分けられる。自己拡散は純金属や合金中での構成原子の拡散速度を示すものである。またその中で、無限に希薄な不純物原子の拡散を不純物拡散という。異種の金属や、濃度の異なる合金を接合し拡散させたとき、各原子が混合する現象を総合して相互拡散という。特に、相互拡散の中で反応を生じる拡散を反応拡散と分類される。自己拡散と相互拡散は Darken の式 [7] により関係づけられている。これらの中で工業上重要な拡散は相互拡散と反応拡散である。

1-2-3 拡散機構

金属原子は結晶中の平衡位置のまわりに振動しており、時おりある平衡位置より隣接する平衡位置へ変位する運動が拡散現象であるが、その原子論的機構としては格子間拡散機

構、空孔拡散機構、準格子間拡散機構、密集イオン機構、環拡散機構等が挙げられる。しかし、アルミニウム合金中の拡散機構としてはアルミニウム合金のほとんどが置換型合金であるため侵入型原子による格子間拡散の可能性はほとんどないといえる [6]。又、置換型合金においては空孔拡散機構が原子の拡散に対してエネルギー的に非常に有利であるため他の拡散機構は無視されうるものである。このようにアルミニウム合金では空孔を媒介して原子が拡散するのは明らかであるが単空孔と複空孔の寄与の程度については議論の多いところである [8]。

1-2-4 拡散の温度依存性と圧力依存性

拡散現象が固体金属結晶内で空孔を媒介とする空孔拡散機構で生ずるとき、拡散係数は統計力学によると、

$$D = Z a^2 N_v w \quad (1-12)$$

と表わされる [9]。ここで Z は拡散方向の数であり定数である。 a はジャンプ距離、 N_v は空孔のモル分率、 w は原子が空孔へジャンプする確率である。 N_v は

$$N_v = \exp(-\Delta G_v / RT) = \exp((- \Delta H_v + T \Delta S_v) / RT) \quad (1-13)$$

で与えられ、 w は

$$w = \nu \exp(-\Delta G_m / RT) = \nu \exp((- \Delta H_m + T \Delta S_m) / RT) \quad (1-14)$$

である。ここで ν は平均の振動数であり、 ΔG , ΔH , ΔS はそれぞれ Gibbs の自由エネルギー、エンタルピー、エントロピーである。添字の V と m は空孔と2つの平衡状態の中間に原子を1個含む領域すなわち「活性化錯体」を意味する。(1-12) 式に (1-13) と (1-14) 式を代入すると拡散係数の温度依存性が導かれる。

$$\begin{aligned} D &= Z a^2 \nu \exp(-(\Delta G_v + \Delta G_m) / RT) \\ &= Z a^2 \nu \exp((\Delta S_v + \Delta S_m) / R) \exp(-(\Delta H_v + \Delta H_m) / RT) \end{aligned} \quad (1-15)$$

一方、研究により決定した拡散係数の温度依存性を (1-16) 式により表わすと、

$$D = D_0 \exp(-Q/RT) \quad (1-16)$$

となる。ここで D_0 は頻度因子 (m^2/s)、 Q は拡散の活性化エネルギー (kJ/mol) といわれる。

(1-15) と (1-16) 式を比較すると、

$$D_0 = Z a^2 \nu \exp(\Delta S_v + \Delta S_s) \quad (1-17)$$

$$Q = \Delta H_v + \Delta H_s \quad (1-18)$$

と対応することがわかる。

次に拡散係数の圧力依存性は熱力学の関係式

$$(\partial \Delta G / \partial P)_T = \Delta V \quad (1-19)$$

を用いると (1-15) 式の対数は圧力 P の微分により、

$$\begin{aligned} (\partial \ln D / \partial P)_T &= -\Delta V / RT + r_G K_T \\ &= -(\Delta V_v + \Delta V_s) / RT + r_G K_T \end{aligned} \quad (1-20)$$

が得られる。ここで ΔV_v と ΔV_s は空孔と活性化錯体の活性化体積、 K_T は熱膨張係数、 r_G は Grueneisen 定数である。この活性化体積は拡散機構により異なり拡散機構を同定することができる。更には拡散が空孔機構で起こるとき、単空孔と複空孔の寄与の程度について情報を与えることができる。重要な研究分野にもかかわらずアルミニウム合金の相互拡散に対する高圧力の影響については全く報告がなく、活性化体積は決定されていない。また、反応拡散においては反応相の出現や成長に高圧力は大きな影響をあたえることは予期される。アルミニウム系における反応拡散に対する圧力の影響については2例の報告があるが定量的な考察はなされておらず、活性化体積の決定すらされていないのが現状である。

1-3 相互拡散研究法の問題点

相互拡散実験は濃度の異なる合金を接合した拡散対を種々の拡散条件下で焼鈍し、その濃度分布を測定解析することが主である。アルミニウム合金中の相互拡散は古くから研究され、そのほとんどが1940年代から1960年代に行われている。しかし、今だに研究のされていない合金系があったり、報告されている合金系においても同じ系でありながら著しく異なった拡散係数値、濃度依存性、温度依存性の結果であることが多い。この

原因としては [10]、

- (1) 合金の接合法の差
- (2) 濃度距離曲線の測定誤差
- (3) 解析法の差

が挙げられる。

固体合金の接合法についてはクランプ法、挿入法、圧延法がある。それらの接合法の長所短所を表 1 に示す [11]。拡散の測定結果に影響を及ぼす因子は加工、接合面のあらさ、酸化膜がある。これらの因子の中で加工と接合面のあらさの影響は A l 合金の再結晶研究 [12] から分かるように、高温における拡散焼鈍の初期において回復再結晶により消滅し高温における長時間にわたる拡散焼鈍では無視できるものである。

表 1 アルミニウム合金の拡散対の作製法と評価 [10]。
A：影響なし（良）、 B：影響有り（可）、 C：影響大（不可）

	加工の影響	接合面のあらさ	酸化膜の影響
クランプ法	C	A	C
挿入法	C	A	C
圧延法	B	B	A

しかし、酸化膜の影響は加工と接合面のあらさと異なり、拡散焼鈍では消滅せず接合面において原子が拡散する断面積を著しく減少させ、見かけ上拡散係数を低下させる。表 1 に示されるように圧延法が他の方法に比べて酸化膜の影響がないことが分かる。圧延法は接合界面の酸化膜を細かく破り広範囲な面に分散させることにより清浄な界面で接合させることができる [13]。強固な酸化膜を持つアルミニウム合金系においてはこの影響は特に大きいと考えられ、接合法としては圧延法が必要とされる。

1960 年代以前では濃度分布の測定は拡散対の端より削りその粉を化学分析や分光分析することにより為された。この方法は拡散距離や固溶度の小さい合金系では測定が不可能であるか、または精度が悪く大きな誤差を導入した（最大相対誤差として、おおよそ $\pm 25\%$ を見積ることができる）。更に、その濃度距離曲線の解析も相互拡散係数の濃度依存性を無視して行われることが多かった。しかし、1960 年代後半より X 線マイク

ロアナライザー（EPMA）により精度の高い測定が可能となり[14]、近年のコンピュータの発展により濃度依存性を考慮し、しかも精度よく迅速に解析処理を行えるようになった。ここで相互拡散係数に含まれる相対誤差は最大に見積ると、 $< \pm 9\%$ である。これらの誤差は拡散焼鈍の温度制御より $< \pm 2\%$ 、拡散時間より $< \pm 1\%$ 、EPMAより得た濃度距離曲線から解析により相互拡散係数を得る際に $< \pm 6\%$ と評価できる。本研究では3回の試行により相互拡散係数を決定しているために相対誤差として $< \pm 6\%$ である。それ故、相互拡散係数の活性化エネルギーに含まれる相対誤差は $< \pm 3\%$ 程度であるといえる。このコンピュータ処理は2元系相互拡散のみならず前述の3元系相互拡散においては非常に有力な方法であるといえる。

このように相互拡散研究においては圧延法、EPMA法、コンピュータ処理が現在のところ最良の方法であるが、これらの方法によりアルミニウム系の相互拡散はあまりなされておらず取り残された状態である。しかしEPMAは軽元素（たとえばLi元素）については現在のところ測定ができず他の相互拡散研究法の開発が望まれる。

1-4 高圧力技術と高圧力下の拡散研究

金属材料の開発は永年にわたり行ってこられたが、新素材の開発には従来の方法とは異なった手法によることが必要であるといえる。その1つの方向として非平衡状態や準安定状態をつくることが挙げられる。その例として、

- 1) 大きな過冷却凝固による準安定状態の作成
- 2) 薄膜作成による準安定状態の作成
- 3) 高圧力を利用した準安定状態の作成

がある。1)、2)については急冷凝固、蒸着、CVD、スパッタリング、電着、化学分解などがある。3)についてはダイヤモンドの合成等があり、現在では工業的に重要な分野にも適用され、HIPによるセラミック又は金属の焼結等実用化されている。

表2に高圧力技術の歴史を示す。20世紀前半までは大きな進歩はないが、Bridgemanのノーベル賞の受賞とダイヤモンドの合成以来、地球科学の分野のみならず高圧力下の物

表2. 高圧力下の研究の歴史

年代		
1600+	1662 R. Boyle	Boyleの法則 ($PV=\text{一定}$)
1700+	1762 J. Canton	水の圧縮試験
	1769 J. Watt	蒸気機関
	1787 J.A.C. Charles	] $PV=RT$
1800+	1802 L.J. Gay-Lussac	
	1859 J.P. Joule	
	1861 T. Andrew	断熱圧変化 臨界点の発見
1900+	1913 J. Johnston et al.	高圧力下の固体内の拡散の最初の報告 アンモニア合成 (高圧力下の化学工業)
	1944 F.J. Radavich et al.	高圧力下のAl-Cu系の拡散 (0.7GPa)
	1946 P.W. Bridgman	高圧力の研究にてノーベル賞
	1952 N.H. Nachtrieb et al.	高圧力下のNaの自己拡散の報告以後、研究報告が多くなされている。
	1955 G.E.	ダイヤモンドの合成
	1960	均一圧加工
	1962	金属の静水圧押し出し
近年		HIPによる金属とセラミックの焼結 拡散接合 高圧力下のセラミック-金属接合 超伝導体材料の合成等 高圧力下での発熱化学反応の利用 爆発成形

性の研究は飛躍的に進歩した。しかし、その研究の多くは純金属、純元素に集中し合金における研究報告は非常に少ない。1913年に高圧力下の固体内の拡散の報告が行われてから31年後の1944年にAl-Cu系合金の拡散に対する圧力の影響が報告された。しかし、技術的に研究が困難なため高圧力下のアルミニウム合金の相互拡散や反応拡散の研究は進んでおらず、相互拡散係数や相成長の実験結果を活性化体積により拡散機構と関連して論じた報告もない。さらに高圧力下の合金系の状態図の報告は非常に少ない。

1-5 研究目的

本研究の目的は圧延法、EPMA法、コンピューター処理によりアルミニウム合金中の相互拡散と反応拡散を常圧のみならず高圧力下において研究することであり、以下に示す。

- (1) 2元系アルミニウム合金の α 固溶体中での相互拡散を精度よく測定し、相互拡散係数の濃度依存性と温度依存性について検討する。
- (2) 3元系アルミニウム合金の α 固溶体中での相互拡散を精度よく測定し熱力学的検討を行う。又、差分法による濃度距離曲線と拡散路の拡散係数の濃度依存性を考慮した計算も行う。
- (3) 電気抵抗法を改良しA1中のZnとLiの拡散の研究に適用する。
- (4) 拡散の活性化エネルギーを原子寸法効果より評価する。
- (5) 高圧力下の相互拡散を研究し拡散の活性化体積を求め、アルミニウム合金の α 固溶体中の拡散機構を検討する。
- (6) 高圧力下における反応拡散の研究より、相の出現や相成長に及ぼす高圧力の影響を明らかにし相成長の活性化体積を求め相成長機構を検討する。
- (7) 反応拡散を状態図研究に応用し高圧力下のA1の固溶限を決定し、A1希薄固溶体での固溶限の熱力学的評価を行うことと、高圧力下の状態図の決定と計算方法を確立することである。

1-6 各章の構成

- | | |
|-----|-------------------------------|
| 第1章 | 序論 |
| 第2章 | 2元系アルミニウム合金の相互拡散 |
| 第3章 | 2元系アルミニウム合金の相互拡散への電気抵抗法の改良と適用 |
| 第4章 | 拡散の活性化エネルギーの原子寸法効果 |
| 第5章 | 3元系アルミニウム合金の相互拡散 |
| 第6章 | 高圧力下のアルミニウム合金の相互拡散 |
| 第7章 | 高圧力下のアルミニウム系の反応拡散 |
| 第8章 | 高圧力下のアルミニウム合金の状態図 |
| 第9章 | 総括 |

1 - 7 参考文献

- [1] L.F.Mondolfo, "Aluminum Alloys : Structure & Properties", Butterworths, London, (1976) p.213.
- [2] D. D. F i t t s 著, 藤田博, 小畠陽之介 共訳, "非平衡の熱力学, 流体系における非可逆過程の現象論 " 東京化学同人 (1974) p.38.
- [3] L.Onsager, Phys. Rev., 37 (1931) 405.
- [4] L.Onsager, Phys. Rev., 38 (1931) 2265.
- [5] 平野賢一, "新版 転位論-その金属学への応用-" 日本金属学会編, 丸善(株), (1971) p.277.
- [6] 平野賢一, 軽金属, 31 (1981) 206.
- [7] L.S.Darken, Trans.AIME, 174 (1948) 184.
- [8] N.L.Peterson, "Diffusion", American Society for Metals, Metals Park, Ohio, (1972).
- [9] P.G.Shewmon, "Diffusion in Solids", McGraw-hill Book Co. New York (1963) p.40.
- [10] 平野賢一, 軽金属, 19 (1969) 577.
- [11] J.W.H.Clare, Metallurgia, June (1958) 273.
- [12] 伊藤邦夫, 軽金属, 31 (1981) 497.
- [13] J.B.Murphy, Acta Met., 9 (1961) 563.
- [14] 手塚裕康, 神尾彰彦, 軽金属, 34 (1984) 301.

第2章 2元系アルミニウム合金の相互拡散

2-1 緒言

2元系アルミニウム合金の α 固溶体中の相互拡散研究についてはその多くが1960年代以前に研磨法、切削法、分光分析法、化学分析法等により為され、その精度は悪い。又、今だに研究されていない合金系が存在する。Al-Ag系 [1,2]、Al-Cu系 [1,3-8]、Al-Mg系 [1,9]、Al-Zn系 [1,10] 等は数研究グループにより研究され報告されているが、それらは互いに一致せず大きな相違を示している。Al-Ga系とAl-Ge系については相互拡散の研究報告はない。

手塚ら [11] によると、EPMAは相互拡散研究に適しており相互拡散の濃度距離曲線の精度よい測定には非常に有力な装置である。このようにEPMAによってアルミニウム合金の相互拡散を精度よく研究し、今までに報告されている系の再検討と報告されていない系の研究を行うことは現在の時点において最も必要とされていることである。

本研究の目的はEPMA法によりAl-Ag系、Al-Cu系、Al-Mg系、Al-Zn系、Al-Ga系、Al-Ge系のAl側固溶体中の相互拡散を研究し、精度よく相互拡散係数を決定しその温度依存性と濃度依存性を明らかにすることである。

2-2 実験方法

表1に示される組成をもつ2元系アルミニウム合金を99.993%Al, 99.999%Ag, 99.99%Cu, 99.999%Ga, 99.999%Ge, 99.996%Mg, 99.99%Znの純物質より大気炉中にて溶製した。それらの合金は793~

表1. 2元系アルミニウム合金の組成

Al-2.07at%Ag	Al-0.43at%Cu Al-1.52at%Cu	Al-1.16at%Ga
Al-0.78at%Ge Al-1.38at%Ge	Al-4.06at%Mg	Al-3.50at%Zn

823Kで約350ksで均一化焼鈍した。拡散対を作製するために、これらの合金より約 $9 \times 9 \times 70 \text{ mm}^3$ の角棒と約 $\phi 8 \times 70 \text{ mm}^3$ の丸棒又は半円棒を切り出し研磨した。

99.993%Al塊より $30 \times 30 \times 60 \text{ mm}^3$ の角柱を作製しその中央に合金の成形材が挿入できる穴をあけその面を研磨した。これらの金属材を薄い王水にて軽く酸洗した後、表2の拡散対の組合せに従ってAl材の穴に合金棒を挿入した。約573kにて10分間加熱した後、直ちに約7~8mmの厚さまで圧延することにより接合した。ここでこれらの圧延材の圧下率は73~77%である。この圧延材を5~8mmの長さに切断し拡散対とした。EPMAにて接合処理中に拡散はほとんど生じていないことを確認した。

拡散対は表2に従って大気中にて拡散焼鈍した。拡散温度は $\pm 0.5 \text{ k}$ の精度にて制御した。拡散焼鈍後、表面酸化、拡散、蒸発による影響を受けている拡散対の表面を研磨にて除去し、樹脂に埋め込んだ。それらの拡散対は拡散方向に平行に研磨しバフ研磨にて仕上げた。EPMAにて拡散対の濃度分布を測定した。特性X線強度はZAF法[12]にて標準試料を用いて濃度に変換した。

相互拡散係数はそれらの濃度距離曲線よりMatanoの方法[13]とHallの方法[14]にて精度よく決定した。相互拡散係数が濃度依存性を持つときFickの第1法則の(1-8)式から解析解を得ることはできないが、Matanoの図式解法により相互拡散係数を濃度の関数として決定することができる。相互拡散係数は

表2. 拡散焼鈍条件

Al-Ag		Al-Cu		Al-Ga		Al-Ge		Al-Mg		Al-Zn	
T	t	T	t	T	t	T	t	T	t	T	t
(K)	(ks)	(K)	(ks)	(K)	(ks)	(K)	(ks)	(K)	(ks)	(K)	(ks)
873	14.4	893	21.7	852	5.6	873	10.8	818	51.6	881	7.2
846	25.2	860	28.8	824	8.6	840	14.4	788	36.6	871	3.6
813	36.0	847	35.8	800	19.7	813	28.8	781	37.0	837	7.2
786	50.4	833	14.4	779	53.6	787	57.6	761	59.9	799	15.3
751	72.0	817	57.6	739	70.5	754	86.4	747	52.7	795	14.4
736	129.6	803	28.8	711	166.6	724	129.6	731	72.0	757	28.8
714	172.8	784	87.1			693	172.8	706	87.6		
698	259.2	771	57.6					690	138.6		
		741	169.2								
		711	259.2								
		682	399.6								

$$\bar{D} = -1 / (2t) / (dC/dX) \cdot \int_0^x x dC \quad (2-1)$$

により濃度距離曲線から任意の濃度にて決定できる。x座標の原点は

$$\int_{-\infty}^{\infty} x dC = 0 \quad (2-2)$$

で与えられ Matano 界面といわれる。この方法は濃度距離曲線の中央部付近での濃度領域においては精度よく相互拡散係数を決定することができるが、濃度距離曲線の端の濃度領域では濃度勾配が0にそして面積が0に近づくため相互拡散係数に大きな誤差を含むことになる。それ故、濃度距離曲線の端の濃度での相互拡散係数を精度よく決定するために、Matano の方法ではなく Hall の方法を用いることにした。

Hall の方法は濃度距離曲線の端の濃度において精度よく相互拡散係数を得ることができるものである。濃度距離曲線を確率紙に $\lambda = x / t^{1/2}$ の関数としてプロットしその勾配 h より相互拡散係数を算出する。

$$\bar{D} = 1 / (4 h^2) \quad (2-3)$$

これらの式を用いての相互拡散係数の算出にあたってはコンピューター処理を行った。

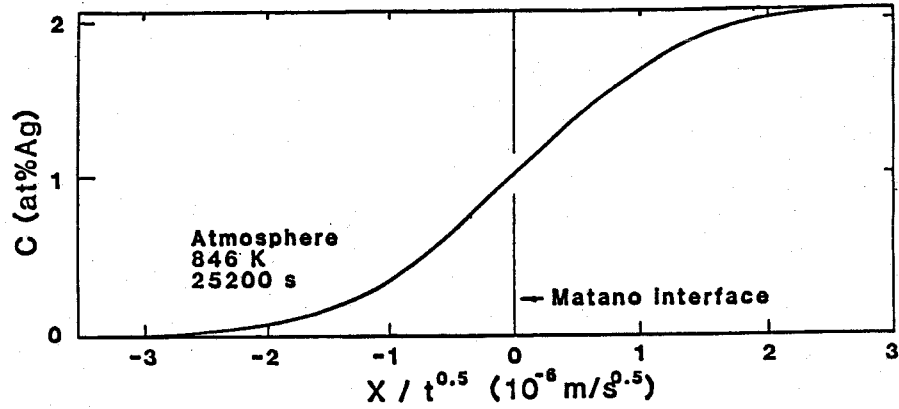
EPMA測定により得た特性X線強度をデジタイザーにより入力し相互拡散係数の出力までを一連の処理として行えるプログラムを開発し、迅速にそして正確にデータ解析を行うことができた。

相互拡散に対する接合時の圧下率の影響を調べるために、Al-Mg系合金において圧下率 55, 70, 76, 82%で圧接をして拡散対を作成し拡散焼鈍をおこなった。55%の圧下率では接合が一部不完全であり、そのために一部分において相互拡散流が阻止されているところがあった。一方、70, 76, 82%の圧下率で接合した拡散対においては接合が良好であり、それらの拡散対より得られた相互拡散係数は圧下率に対して依存性を示してはいなかった。Al合金の相互拡散の拡散対の作製では約70%以上の圧下率で接合すればよいことがわかった。

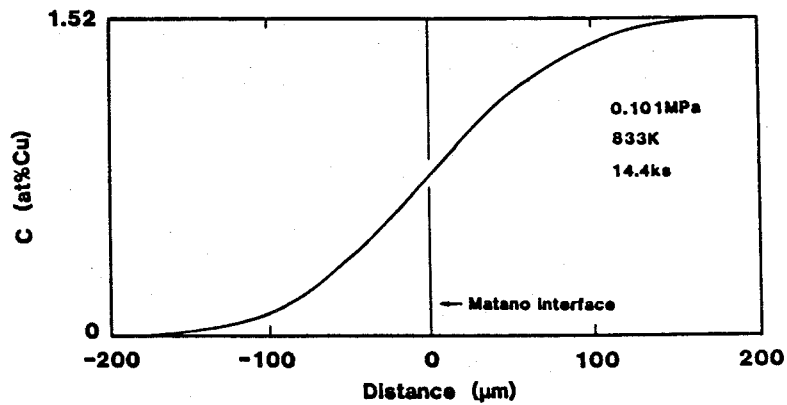
2-3 結果

例として図1a), b), c)にAl-Ag, Al-Cu, Al-Mg系の濃度距離曲線を示す。それらの曲線は共に典型的なS字曲線を示しているがAl-Cu系以外は中心点に対し

a)



b)



c)

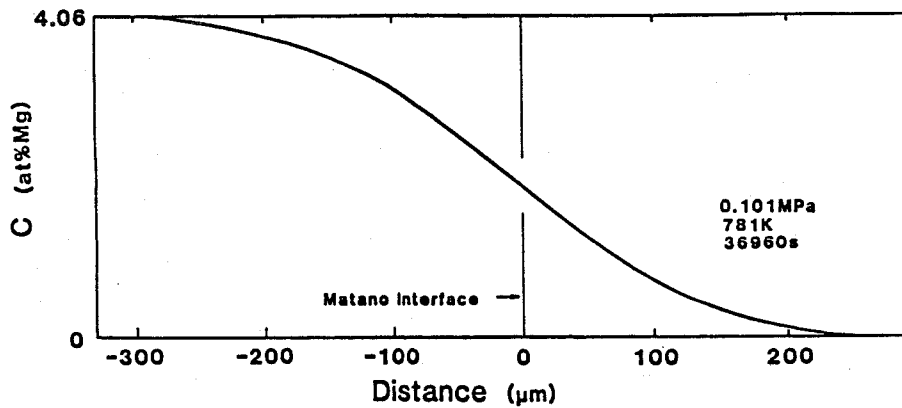


図1a)-c) Al合金中の濃度距離曲線、 a)Al-Ag系 b)Al-Cu系
c)Al-Mg系。

て非対称形であった。Al-Ag系では低濃度領域で曲線の曲率が小さく高濃度領域で大きい。このことは相互拡散係数が濃度と共に低下していることを示唆するものである。

Al-Mg系においてはその逆のことがいえる。Al-Cu系は相互拡散係数にほとんど濃度依存性がないであろうと予測される。他の系はAl-Mg系と同様の傾向を示した。

図2a)-f)に Matano の方法と Hall の方法により決定した相互拡散係数の濃度依存性を示す。上述のようにAl-Ag系では相互拡散係数は濃度と共に低下し、Al-Cu系ではほとんど濃度依存性をもっていない。他のAl-Mg, Al-Ge, Al-Ga, Al-Zn系は2つの濃度点における Hall の方法による相互拡散係数であるが濃度と共に増大しているといえる。

図3a)-f)に相互拡散係数の温度依存性を示す。これらの相互拡散係数は(1-16)式に従う温度依存性を示し、今までに報告されている相互拡散係数やトレーサー拡散係数と同様の傾向を示している。Al-Ag系においては本研究のデータと他の報告値とよく一致している。ここで Heumann らの値[2]は相互拡散係数であり、他はトレーサー拡散係数[15-17]である。Al-Cu系においては他の報告者[3,5,7,8]のデータは高温領域と低温領域では2本の Arrhenius 式に分かれているように見えるが、本研究のデータは高温から低温領域にわたり1本の Arrhenius 式で表現され高温領域において Murphy [8] のデータとよく一致している。Al-Mg系における相互拡散係数は、Rothmann ら[18]と Fujikawa と Hirano [19] のトレーサー拡散係数値の中間にあり低温部にて Moreau [9] が報告しているデータとよく一致している。Al-Ga, Al-Ge, Al-Zn系においてはトレーサー拡散係数の報告値[10,15,20-25]とよく一致しているのがわかる。本研究のAl-Cu系において低温部ですこし高めの値を示している。これは粒界拡散の寄与によるものである。Al-Cu系の相互拡散係数は他の系に比べて非常に小さな値をもつため特に粒界拡散の寄与が大きいと考えられる。粒界拡散の寄与が無視できる高温部において拡散の活性化エネルギーと頻度因子を決定した。表3に本研究の活性化エネルギーと頻度因子を示す。表4に他の研究者の値を示す。

表3. アルミニウム中の不純物拡散の活性化エネルギーと頻度因子

	Al-Ag	Al-Cu	Al-Ga	Al-Ge	Al-Mg	Al-Zn
Q (kJ/mol)	118	126	123	118	125	121
D ₀ (10 ⁻⁵ m ² /s)	1.29	1.50	4.75	2.76	4.20	4.06

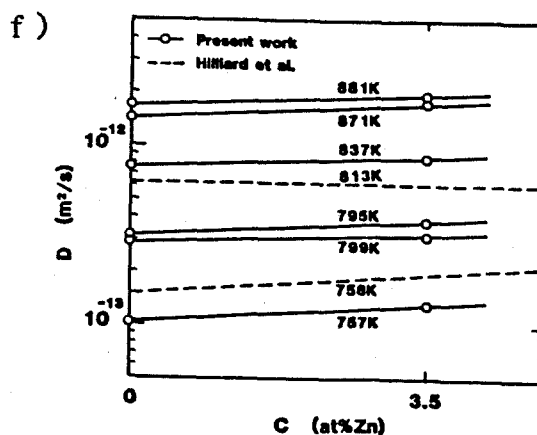
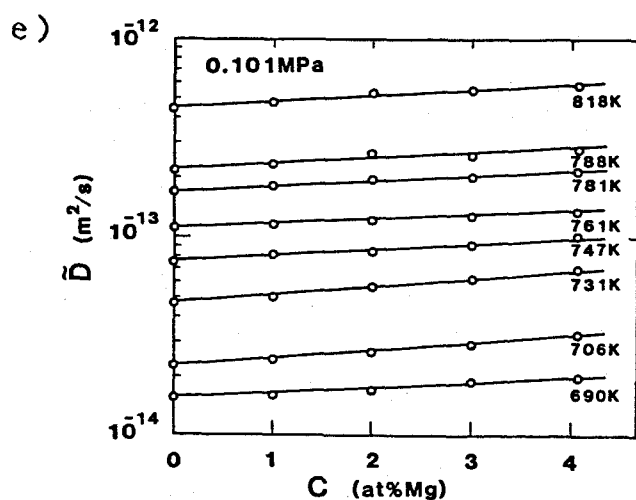
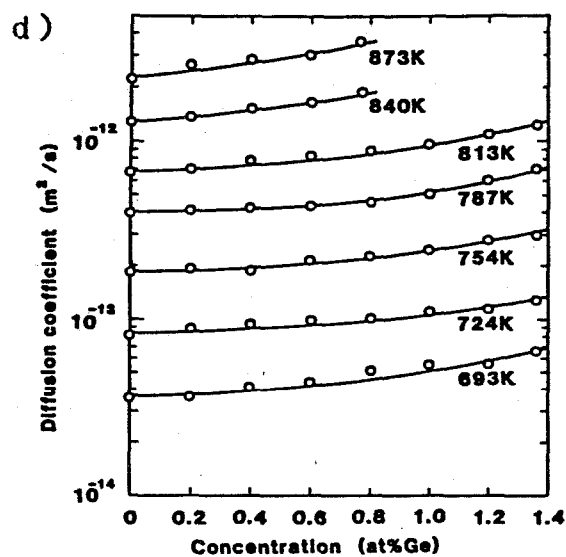
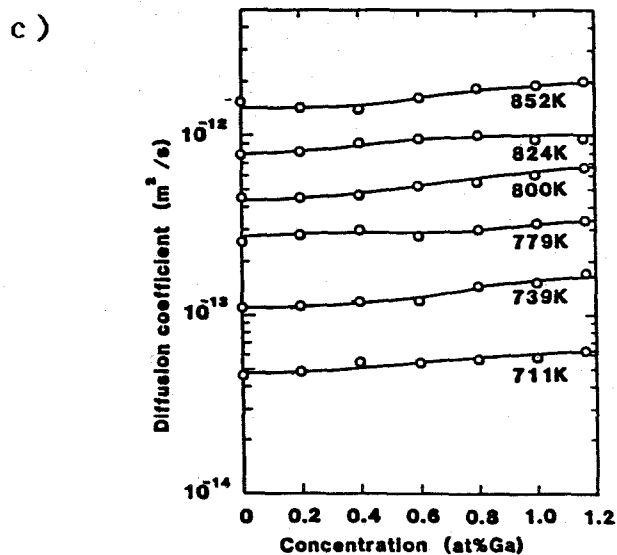
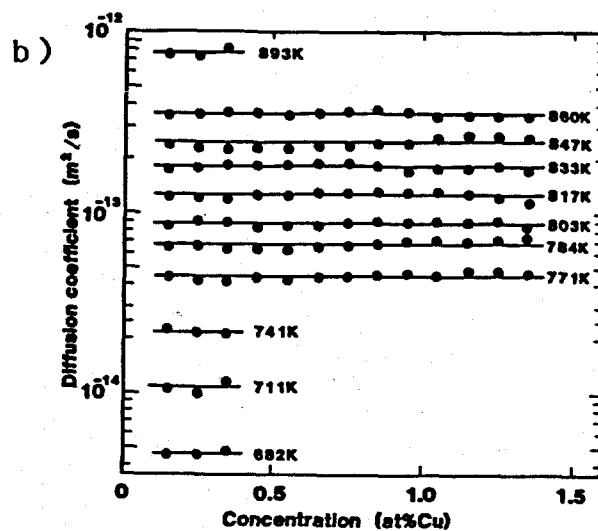
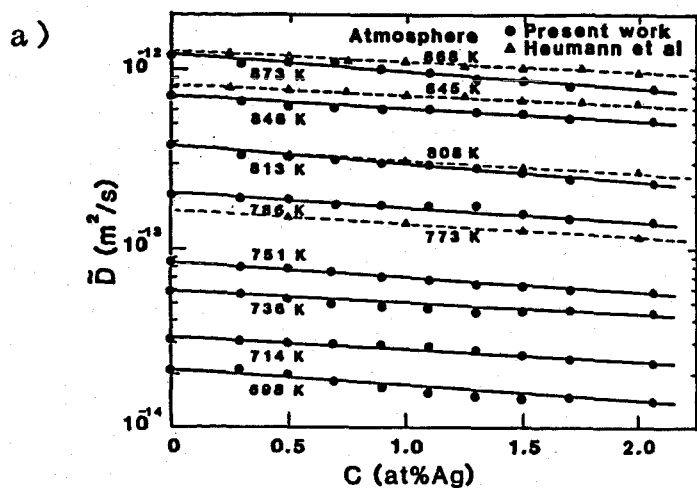


図2a)-f) 相互拡散係数の濃度依存性、 a)Al-Ag系 b)Al-Cu系
c)Al-Ga系 d)Al-Ge系 e)Al-Mg系 f)Al-Zn系

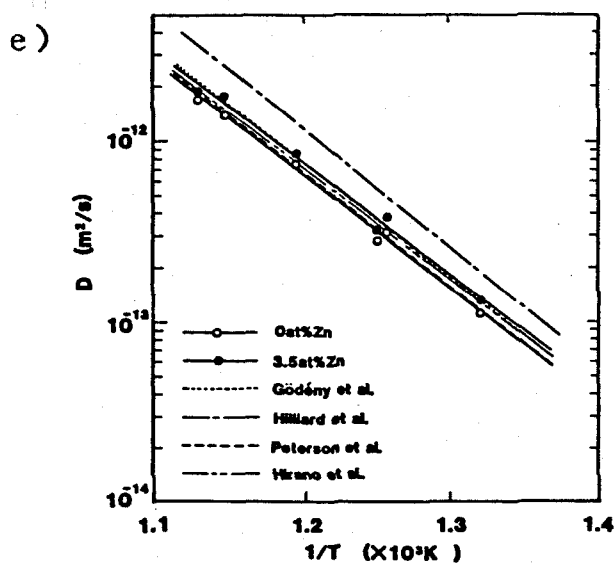
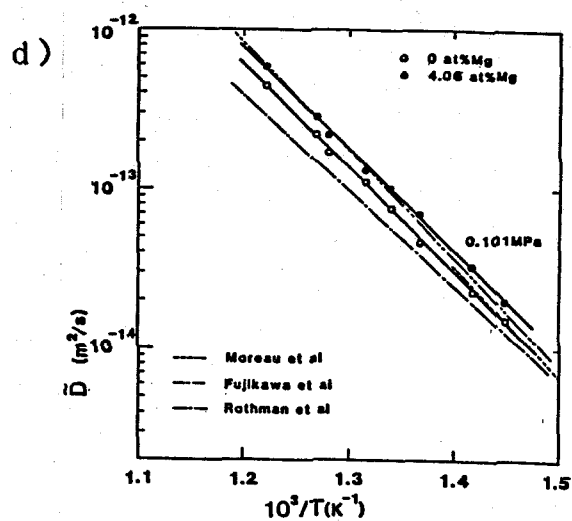
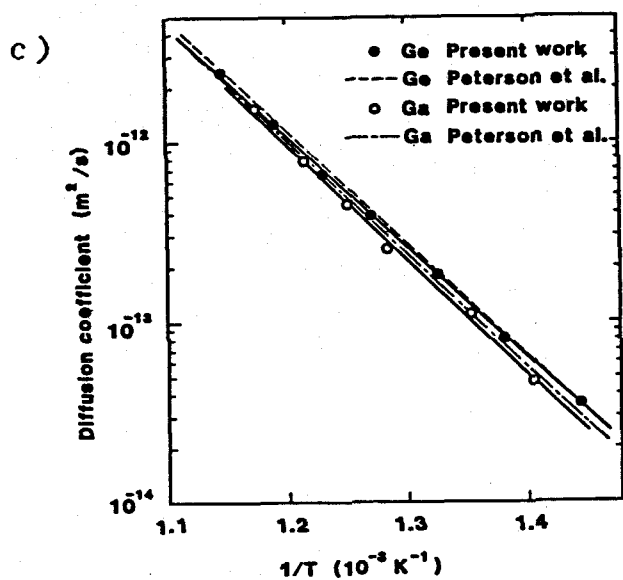
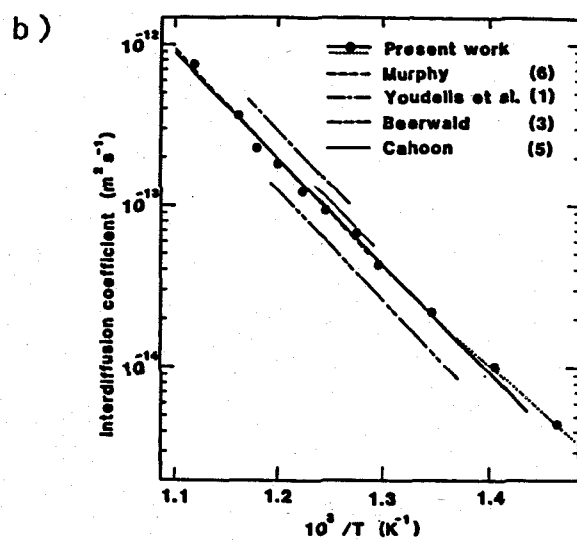
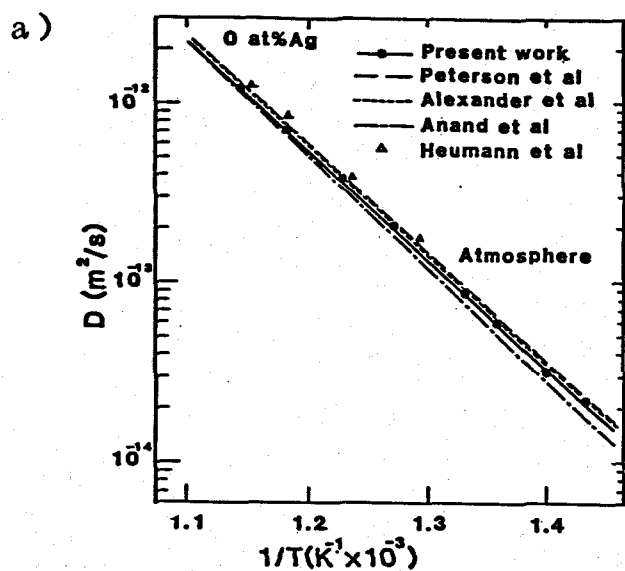


図3a)-e) 相互拡散係数の温度依存性、 a) Al-Ag系 b) Al-Cu系
c) Al-Ga系とAl-Ge系 d) Al-Mg系 e) Al-Zn系

表4. アルミニウム中の不純物拡散の活性化エネルギー

元素	活性化エネルギー(kJ-mol) [参考文献]	平均値
Ag	116 [15], 117 [16], 121 [17], 140 [38] 117 [39], 119 [37], 121 [40], 118 [T.W.]	121
Cu	135 [15], 126 [35], 138 [36], 120 [37] 126 [T.W.]	129
Ga	122 [15], 123 [T.W.]	123
Ge	121 [15], 118 [T.W.]	120
Mg	115 [19], 130 [18], 130 [9], 125 [T.W.]	125
Zn	117 [39], 121 [22], 129 [10], 117 [15] 163 [40], 120 [41], 124 [T.W.]	127
Au	134 [36], 121 [37], 116 [15], 113 [16]	121
Li	139 [41], 119 [32]	129
Na	97 [42], 128 [43]	113
Cs	29 [44], 38 [45]	34
Be	163 [46]	163
Cd	124 [16], 91 [17]	108
Hg	142 [47]	142
In	122 [48], 92 [17]	107
Tl	153 [47]	153
Si	136 [49], 124 [50], 128 [5]	129
Sn	84 [17]	84
Pb	146 [47]	146
Cr	243 [15], 253 [51], 255 [52]	250
Mn	120 [53], 211 [54], 221 [52], 229 [41]	195
Fe	258 [55], 192 [42], 135 [56]	195
Co	174 [15], 174 [33], 197 [57]	182
Zr	242 [51]	242
Al	142 [53], 145 [59], 128 [60], 126 [61] 138 [62], 120 [63], 126 [64], 127 [65] 143 [49], 140 [66], 149 [67], 126 [68] 123 [69], 88 [70], 178 [29], 138 [31] 127 [30], 131 [58]	133

ここでは本研究の系のみならず今までに報告されているA1中の不純物拡散の活性化エネルギーの値を示す。本研究の値はトレーサー拡散の活性化エネルギーとよく一致しているのがわかる。

2-4 考察

Darken [26] は非平衡の熱力学を基礎として相互拡散係数 $\tilde{D}$ をトレーサー拡散係数と熱力学的パラメーター θ により、

$$\tilde{D} = (D_A^* N_B + D_B^* N_A) \theta \quad (2-4)$$

$$\theta = 1 + \partial \ln \gamma_B / \partial \ln N_B \quad (2-5)$$

と関連づけている。ここで D_A^* と D_B^* は合金中での原子AとBのトレーサー拡散係数、 N_A と N_B はモル分率、 γ_B は原子Bの活量係数である。B原子濃度が0のときは

$$\tilde{D} = D_B^* \quad (2-6)$$

であり相互拡散係数は原子Bのトレーサー拡散係数に等しくなる。希薄固溶体($N_B \simeq 0$)のとき(2-4)式は、

$$\tilde{D} = D_B^* (1 - N_B) \theta \quad (2-7)$$

となる。ここでこの希薄固溶体中で活量がHenryの法則に従うと近似すると、原子Bの活量係数は

$$\ln \gamma_B = \text{定数} \quad (2-8)$$

と表わされる[27]。Henryの法則が成立するような希薄固溶体中では熱力学的パラメーター θ は1となり、(2-7)式は

$$\tilde{D} = D_B^* (1 - N_B) \quad (2-7)$$

となる。このことは相互拡散係数は原子Bのモル分率 N_B と原子Bのトレーサー拡散係数 D_B^* に依存することになる。

A1-Ag系の α 固溶体中の D_A^* が濃度依存性をもたず一定であることがHeumannら[28]によって報告されている。(2-7)式からわかるように D_A^* が濃度に対して一定のとき相互拡散係数は濃度と共に低下することが示唆される。一方、原子Bのモル分率 N_B

の増大による低下以上にトレーサー拡散係数 D_{tr} が濃度に対して著しく増大するとき、(2-7)式に示される相互拡散係数 $\tilde{D}$ は濃度と共に大きくなる可能性がある。Al-Zn系においてトレーサー拡散係数 D_{tr} は濃度と共に著しく増加することが Hilliard ら [10] により報告されている。このことはAl-Zn系の相互拡散係数が濃度によって大きくなっていることと一致する。Al-Cu, Al-Ga, Al-Ge, Al-Mg系においてトレーサー拡散係数の濃度依存性が報告されていないので詳しく検討できないが、それらの系の相互拡散係数が濃度に対して一定または増加していることからそれらの系のトレーサー拡散係数の濃度依存性は濃度と共に増加するであろうと予測できる。

(2-7)式より相互拡散の活性化エネルギーは希薄固溶体中では不純物拡散の活性化エネルギーに等しくなるが、活性化エネルギーの考察については第4章にて行う。表4よりわかるように報告数の少ない系や報告値が大きく異なる系もある。さらには今だに報告のない系もあり、今後これらの系について豊富で信頼性の高いデータが発表される必要があり、今後の課題であるといえる。

2-5 まとめ

(1) Al-Ag, Al-Cu, Al-Ga, Al-Ge, Al-Mg, Al-Zn系の α 固溶体中の相互拡散をEPMA法とコンピューター処理により研究し、それらの相互拡散係数を精度よく決定した。

(2) Al合金の α 固溶体中の相互拡散係数の濃度依存性をHenryの法則が成立するような希薄領域でDarkenの式より定性的に検討した。

2-6 参考文献

- [1] R.F.Mehl, F.N.Rhines and K.A.von den Steinen, Metals and Alloys, 13 (1941) 41.
- [2] Th.Heumann and S.Dittrich, Z.Elektrochem., 61 (1957) 1138.
- [3] W.V.Youdelis, D.R.Colton and J.Cahoon, Can.J.Phys., 42 (1964) 2217.

- [4] H.Bueckle, Z.Elektrochem., 49 (1943) 238.
- [5] A.Beerward, Z.Elektrochem., 45 (1939) 789.
- [6] R.M.Brick and A.Phillips, Trans.AIME, 124 (1937) 331.
- [7] J.R.Cahoon, Met.Trans., 3 (1972) 1324.
- [8] J.B.Murphy, Acta Met., 9 (1961) 563.
- [9] G.Moreau, J.A.Cornet and D.Calais, J.Nucl.Mater., 38 (1971) 197.
- [10] J.E.Hilliard, B.L.Averbach and M.Cohen, Acta Met., 7 (1959) 86.
- [11] 手塚裕康, 神尾彰彦, 軽金属, 34 (1984) 301.
- [12] 内山郁, 渡辺融, 紀本静雄, "X線マイクロアナライザ" 日刊工業新聞社, 東京, (1974) p.127.
- [13] C.Matano, Japan Phys., 8 (1933) 109.
- [14] L.W.Hall, J.Chem.Phys., 21 (1953) 87.
- [15] N.L.Peterson and S.J.Rothman, Phys.Rev.B, 1 (1970) 3264.
- [16] W.B.Alexander and L.M.Slifkin, Phys.Rev.B, 1 (1970) 3274.
- [17] M.S.Anand and R.P.Agarwala, Trans.Met.Soc.AIME, 239 (1967) 1848.
- [18] S.J.Rothman, N.L.Peterson, L.J.Nowicki and L.C.Robinson, Phys.Stat.Sol. (b), 63 (1974) K29.
- [19] S.Fujikawa and K.Hirano, Mater.Sci.Eng., 27 (1977) 25.
- [20] S.Ceresara, T.Federighi and F.Pieragostini, Phys.Stst.Sol., 16 (1966) 439.
- [21] I.Goede'ny, D.Beke, F.J.Kedves and G.Groma, Phys.Stat.Sol.(a), 32 (1975) 195.
- [22] I.Goede'ny, D.Beke, and F.J.Kedves, Phys.Stat.Sol.(a) 13 (1972) K155.
- [23] D.Beke, I.Goede'ny and F.J.Kedves, Acta Met., 25 (1977) 539.
- [24] G.Ede'lyi, D.L.Beke, F.J.Kedves and I.Goede'ny, Phil.Mag., B 38 (1978) 445.
- [25] K.Hirano and S.Fujikawa, J.Nucl.Mater., 69+70 (1978) 564.
- [26] L.S.Darken, Trans.Amer.Inst.Min.(Met.) Engrs., 175 (1948) 184.

- [27] R.A.Swalin著, 上原邦雄, 笠原英志, 佐田登志夫, 篠崎壤, 中山一雄, 花田桂一, 水野万亀雄, 吉川弘之 共訳, “固体の熱力学”, コロナ社, 東京, (1969) p.114.
- [28] Th.Heumann and H.Boehmer, J.Phys.Chem.Solids., 29 (1968) 237.
- [29] A.D.LeClaire, Acta Met., 1 (1953) 438.
- [30] A.Seeger, D.Worf and H.Mehrer, Phys.Stat.Sol., 48 (1971) 481.
- [31] A.S.Nowick, J.Appl.Phys., 22 (1951) 1182.
- [32] C.J.Wen, W.Weppner, B.A.Boukamp and R.A.Huggins, Met.Trans B, 11B (1980) 131.
- [33] M.S.Anand and R.P.Agarwara, Phil.Mag., 26 (1972) 297.
- [34] 平野賢一, 軽金属, 29 (1979) 249.
- [35] M.S.Anand, S.P.Murarka and R.P.Agarwara, J.Appl.Phys., 36 (1975) 3860.
- [36] S.Fujikawa and K.Hirano, Trans.JIM, 12 (1971) 434.
- [37] M.Beyeler, F.Maurice and R.Seguin, Mem.Sci.Rev.Met., 67 (1970) 295.
- [38] S.D.Gertsriken and A.P.Revo, Ukrain.Fiz.Zhur., 4 (1959) 127.
- [39] S.Badrinarayanan and H.B.Mathur, Int.J.Appl.Radiatins and Isotopes, 19 (1968) 353.
- [40] T.Heumann and H.Boehmer, J.Phys.Chem.Solids, 29 (1968) 237.
- [41] L.P.Coates, US Atomic Energy Comm.Report., TID-16676 (1962).
- [42] S.Sudar, J.Csikai and B.Buczko, Z.Metallkde., 68 (1977) 740.
- [43] C.E.Ransley and H.Neufeld, J.Inst.Metals, 78 (1950) 25.
- [44] V.I.Borodenko, Zhur.Fiz.Khim., 43 (1969) 266.
- [45] G.P.Tiwari, Trans.Indian Inst.Met., 23 (1970) 43.
- [46] H.Bueckle and J.Deschamps, Rev.Met., 48 (1951) 569.
- [47] 沢柳文夫, 橋口隆吉, 日本金属学会誌, 42 (1978) 1155.
- [48] G.M.Hood and R.J.Schultz, Phys.Rev. B, 4 (1971) 2339.
- [49] S.Fujikawa, K.Hirano and Y.Fukushima, Met.Trans., 9A (1978) 1811.
- [50] D.Bergner and E.Cyrenner, Neue Huette, 18 (1973) 356.
- [51] 丸茂結生, 藤川辰一郎, 平野賢一, 軽金属, 23 (1973) 17.

- [52] W.G.Fricke, in reference [55] .
- [53] T.S.Lundy and J.F Murdock, J.Appl.Phys., 33 (1962) 1671.
- [54] G.M.Hood and R.J.Schultz, Phil.Mag., 23 (1971) 1479.
- [55] G.M.Hood, Phil.Mag., 21 (1970) 305.
- [56] K.Sorensen and G.Trumpy, Phys.Rev.B, 7 (1973) 1719.
- [57] R.V.Patil and G.P.Tiwari, Indian Inst.Met., 27 (1974) 215.
- [58] G.Neumann, P.Reimers and D.Bartdorff, Z.Phys.Chem., 97 (1975) 23.
- [59] M.Beyeler and Y.Adda, J.Physique, 29 (1968) 345.
- [60] T.G.Stoebe, R.D.Gulliver, T.O.Ogurtani and R.A.Huggins, Acta Met., 13 (1965) 701.
- [61] J.J.Spokls and C.P.Slichter, Phys.Rev., 113 (1959) 1462.
- [62] C.Thompson, Z.angew.Physik, 18 (1964) 38.
- [63] F.Y.Fradin and T.J.Rowland, Appl.Phys.Letters, 11 (1967) 207.
- [64] R.D.Engardt and R.G.Barnes, Phys.Rev.B, 3 (1971) 2391.
- [65] C.Y.Sun, Ph.D.Thesis, Univ.of Illinois at Urbana-Champaign (1971).
- [66] B.M.Butcher, H.Hutto and A.L.Ruoff, Appl.Phys.Letters, 11 (1967) 207.
- [67] O.D.Sherby, J.L.Lytton and J.E.Dorn, Acta Meta., 5 (1957) 219.
- [68] T.E.Volin and R.W.Balluffi, Phys.Stat.Sol., 25 (1968) 163.
- [69] J.Burke and T.R.Ramachandran, Met.Trans., 3 (1972) 147.
- [70] E.F.W.Seymour, Proc.Phys.Soc.A, 66 (1957) 85.

第3章 2元系アルミニウム合金の相互拡散への電気抵抗法の改良と適用

3-1 緒言

一般に相互拡散係数はEPMA法により濃度距離曲線を測定しMatanoの方法により求められる。しかし、EPMA法はLiのような軽元素は測定不可能で濃度距離曲線を決定できない。Liのアイソトープによるトレーサー拡散研究はLiのアイソトープの作製の困難さとLiの活性な特性によりなされていない。Liの拡散研究にはEPMA法とアイソトープ法に代わる簡便な研究方法が要求される。

Ceresara ら [1] は希薄合金中の拡散測定に電気抵抗が利用できることを示した。しかし、彼らの方法には避けることのできない重大な問題点、すなわち電気抵抗用のワイヤーの表面に拡散させる金属を電着させて拡散対とするところにある。この拡散対の欠点は、(1) 電着膜の厚さ、(2) 拡散対の界面での酸化膜の影響、(3) 拡散金属の酸化と蒸発、(4) 反応拡散の寄与などがある。(1) についてはCeresara らはワイヤー電着型拡散対に対してFickの第2方程式を解く際に初期境界条件において電着膜の濃度と厚さに対して誤った条件をおいており、その解析解は研究に使用した拡散対に対して適当でないといえる。特にアルミニウム系の拡散研究においては(2)が重用視され、活性な金属であるLiについては(3)が問題となる。(4)はワイヤーの表面に純金属を電着して拡散対とすることはその系が全率固溶体系でないとき、反応拡散が生じ金属間化合物が出現したり液相が出て固液反応を生じることになる。このことは固溶体中での拡散現象を研究しているのではなく反応拡散や液相拡散を含む可能性を示唆している。それ故、それらの欠点と誤りを指摘しそれらの問題点を克服したすぐれた拡散対を開発し、その拡散対に対してFickの第2方程式の正しい解析解を導出することにより、電気抵抗法をより有力な測定方法とすることが望まれる。

LiはH, Heについて軽く原子番号が3の元素である。室温における比重は0.53であり、Alに比べるとその1/5以下でしかない。Liは析出硬化元素でありAlにLiを添加すると軽くなるだけでなく、比強度と比弾性率を著しく向上させるものである[2,3]。最近では宇宙航空機材料として注目されている。熱処理、時効などの基礎的デ

ーターとしてのAl中のLiの拡散係数を決定することが要求される。

本研究の目的は電気抵抗法を改良し今までに報告されている代表的な合金系であるAl-Zn系でその有効性を確かめ、Al-Li系に適用し拡散係数を決定することである。

3-2 Fick の第2方程式の解析解

図1に示すような拡散対に対する Fick の第2法則の解析解を導く。円筒座標系では Fick の第2方程式は、

$$\partial C / \partial t = (1/r) \cdot \partial (r D \partial C / \partial r) / \partial r \quad (3-1)$$

と表わされる。ここでCは拡散原子の濃度、rは半径、tは拡散時間である。希薄固溶体中では拡散係数は濃度に依存しないと考えると(3-1)式は、

$$\partial C / \partial t = D \cdot (\partial^2 C / \partial r^2 + (1/r) \partial C / \partial r) \quad (3-2)$$

となる。t=0の時、拡散原子が半径a内に存在し濃度がC*である拡散対(図1)に対する初期及び境界条件は

$$0 < r < a, t = 0 ; C = C^* \quad (3-3)$$

$$a < r < b, t = 0 ; C = 0 \quad (3-4)$$

$$r = 0, 0 < t < \infty ; \partial C / \partial r = 0 \quad (3-5)$$

$$r = b, 0 < t < \infty ; \partial C / \partial r = 0 \quad (3-6)$$

$$0 < r < b, t = \infty ; C = C_f \quad (C_f = a^2 C^* / b^2) \quad (3-7)$$

$$0 < r < b, 0 < t < \infty ; C \text{ は有限} \quad (3-8)$$

である。章末の付録から(3-2)式の解析解は

$$C = a^2 C^* / b^2 + (2 a C^* / b^2) \sum_{n=1}^{\infty} (J_1(\alpha_n a) J_0(\alpha_n r) \cdot \exp(-\alpha_n^2 D t)) / (\alpha_n J_0^2(\alpha_n b)) \quad (3-9)$$

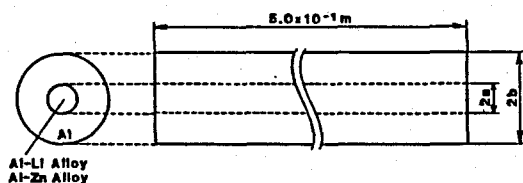


図1 拡散対の概略図

である。(3-9) 式を C_f で割り書き直すと

$$Y(r, T) = C / C_f = 1 + (2/a) \sum_{n=1}^{\infty} (J_1(\alpha_n a) J_0(\alpha_n r) \cdot \exp(-\alpha_n^2 D t)) / (\alpha_n J_0^2(\alpha_n b)), \quad (3-10)$$

$$T = D t \quad (3-11)$$

(3-10) 式を理論濃度距離曲線という。種々の T 値に対してコンピューターにより計算した理論濃度距離曲線の例を図2に示す。 T が大きくなるにつれて拡散により濃度分布が均一になって行くのがわかる。

3-3 電気抵抗変化

拡散対の電気抵抗は拡散の進行とともに変化する。これは拡散対内の濃度分布が拡散に従って変化し電気抵抗の値を変化させることによる。電気抵抗の変化を測定することにより拡散の速度即ち拡散係数を決定することができる。拡散対の電気抵抗の変化を次式により表わす。

$$\psi(t) = (R - R_0) / (R_f - R_0) \quad (3-12)$$

ここで R_0 は拡散対と同じ大きさの純金属 (A1) の電気抵抗であり、 R_f は拡散対が完全に均一化した時の最終の電気抵抗である。

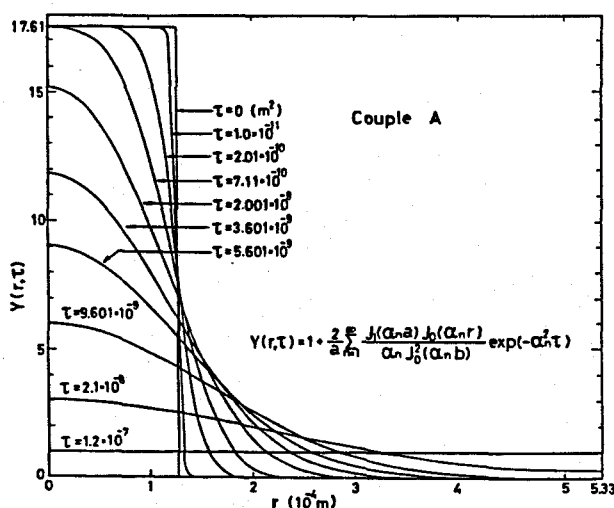


図2 理論濃度距離曲線の例 (Al/Al-2.53at%Zn拡散対)

次に図1に示されるような拡散対において、拡散に従って濃度分布が変化するときの拡散対の電気抵抗変化を計算する。希薄固溶体の電気抵抗が不純物濃度とともに直線的に増加すると仮定すると、比抵抗 ρ は

$$\rho(r) = \rho_0 + 100 \varepsilon C(r) \quad (3-13)$$

と表わされる。ここで ρ_0 は純金属(A1)の比抵抗であり、 ε は不純物(拡散原子) 1 at%当りによる比抵抗の増分である。長さLの拡散対の電気抵抗Rは、

$2\pi r dr / (\rho_0 + 100 \varepsilon C(r))$ を拡散対の中心から表面まで積分することにより得られる。

$$\begin{aligned} 1/R &= 2\pi L \int_0^b r / (\rho_0 + 100 \varepsilon C(r)) \cdot dr \\ &= 2\pi L b^2 I(T) / \rho_0 \end{aligned} \quad (3-14)$$

ここで

$$I(T) = \int_0^b r / (1 + \gamma Y(r, T)) \cdot dr \quad (3-15)$$

$$\gamma = 100 \varepsilon C_f / \rho_0 \quad (3-16)$$

である。(3-12)式に対応する計算式は(3-14)式より簡単に導かれる。

$$\psi(T) = (1 / (2 I(T)) - 1) / \gamma \quad (3-17)$$

$$R_0 = \rho_0 L / (\pi b^2) \quad (3-18)$$

$$R_f = (\rho_0 + 100 \varepsilon C_f) L / (\pi b^2) \quad (3-19)$$

$$\gamma = 100 \varepsilon C_f / \rho_0 = (R_f - R_0) / R_0 \quad (3-20)$$

である。ここで $\psi(T)$ を理論電気抵抗曲線という。図3に $a = 1.40 \times 10^{-4}$ と $b = 5.45 \times 10^{-4} \text{m}$ のとき $\psi(T)$ をいろいろな γ 値で数値計算した例を示す。 $\gamma = 0.3313$ のときの計算曲線はA1-Zn合金の拡散対Bに対応している。 γ 値が大き

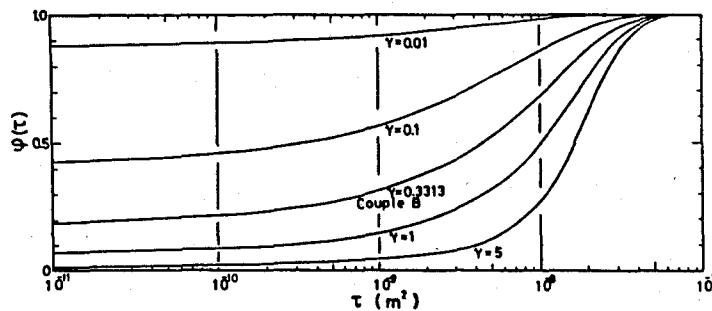


図3 理論抵抗曲線の例 (Al-Zn系)

いとその曲線は T とともに急な立ち上りを示す。拡散係数は $\psi(T)$ と $\psi(t)$ を比較することにより $T/t = D$ の関係から決定することができる。

3-4 実験方法

3-4-1 Al-Zn系

Al-Zn合金(0.8, 1.64, 2.53, 4.76 at% Zn)を99.993% Alと99.9% Znより大気中で溶製し、714 Kで48時間均一化焼鈍した。図1に示す様な円柱状形拡散対を作製した。Al-2.53 at% ZnとAl-4.76 at% Zn合金のインゴットから外径6.0 mm、長さ70 mmの円柱状の合金棒を旋盤により作製した。99.993% Alのインゴットより外径26 mm、長さ50 mmの円柱を作製し、その中心に6 mm径の穴をあけた。エメリー紙で研磨後、水酸化ナトリウムとリン酸の水溶液にて軽く酸洗した。合金をAlの穴に挿入し、室温にて型圧延後線引し約1 mmの直径にした。拡散対の半径と濃度を表1に示す。さらに純AlとAl合金を直径約1 mmまで線引した。長さ0.5 mの拡散対と純Al線材をコイル状に巻き、673 Kから868 Kの温度範囲で等温焼鈍した後、熱衝撃を避けるために空冷した。液体窒素中にて試料を充分冷却した後、4端子法にて電気抵抗を測定し、(3-12)式の $\psi(t)$ 曲線を得た。Al合金の溶質濃度による電気抵抗の変化を決定するためAl-Zn合金の線材の電気抵抗も同様に測定した。それらの拡散対はEPMAにより濃度分布を測定した。

(3-17)式の $\psi(T)$ 曲線は数値計算により算出した。これらの $\psi(T)$ 曲線と $\psi(t)$ 曲線を比較することにより拡散係数 D を決定した。

表1 電気抵抗用拡散対の組成と半径

Couple	a (mm)	h (mm)
Al / Al-2.53at%Zn	0.127	0.533
Al / Al-4.76at%Zn	0.140	0.545
Al / Al-0.70at%Li	0.197	0.499

3-4-2 Al-Li系

99.993%Alと9.96%Liより大気中でフラックスとしてLiClを用いて電気炉にてAl-0.7at%Li合金を溶製した。そのインゴットはAr雰囲気中で883Kの温度にて48時間均一化焼鈍をした。インゴットより長さ60mm、外径6.0mmの合金棒を作製し、99.993%Alからは長さ50mm、外径20mmの円柱を作製し、その中心に6mmの穴をあけた。エメリー紙で研磨後、薄い王水にて軽く酸洗した。Al-Zn系と同様な処理にて外径1mmの線状の拡散対を作製した。表1に拡散対の組成と半径を示す。拡散焼鈍は803Kから923Kの温度範囲にてAr雰囲気中で行った。電気抵抗測定はAl-Zn系と同様である。

3-5 結果と考察

3-5-1 濃度分布

図4にEPMAにより測定したAl-Zn系の拡散対の濃度分布とそれに対応する T を

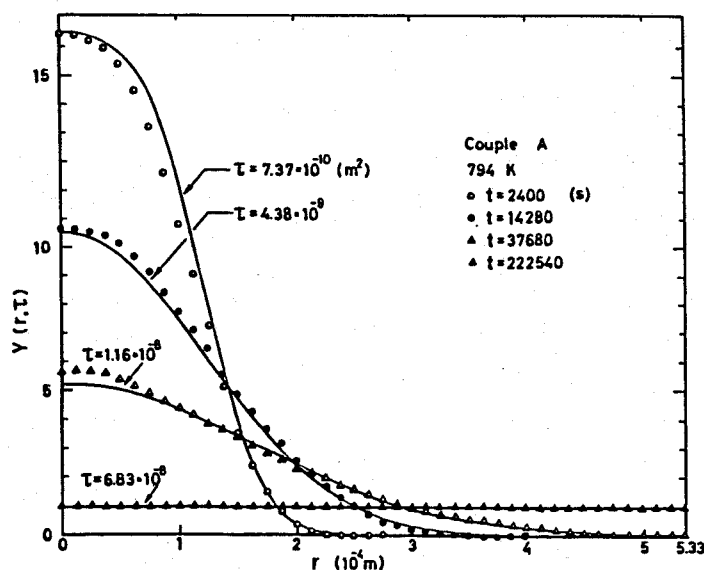


図4 Al-Zn系 (Al/Al-2.53at%Zn拡散対) の濃度距離曲線と理論濃度距離曲線との比較

用いて(3-10)式より計算した $Y(r, T)$ 曲線を示す。これらの曲線はよく一致しており(3-10)式の正当性が実証されている。Al-Li系での濃度-距離曲線はEPMAでは測定できないことを述べておく。

3-5-2 希薄合金の比抵抗

図5にAl-Zn合金の比抵抗の溶質濃度依存性を示す。比抵抗値は溶質濃度と共に直線的に増加している。本研究のAl-Zn合金の溶質濃度範囲においては(3-13)式に示されるような希薄合金における比抵抗の1次近似は正当性を持つことがわかる。(3-20)式より γ 値は拡散対AとBに対して0.1561と0.3313であると算出できた。

Al-Li合金については後で述べるがLiの酸化の影響のため拡散対が完全に均一化した時の電気抵抗が求められなかったので ε として $0.36 \times 10^{-7} \Omega m$ [4]を採用した。Al-Li拡散対の γ 値として0.3220を算出した。

3-5-3 電気抵抗変化

図6に793Kと794Kでの焼鈍による純AlとAl-Zn系の拡散対の電気抵抗変化を示す。純Alと拡散対の電気抵抗は短時間の焼鈍により低下しており、その後純Alは変化せず、一方拡散対の電気抵抗は増加している。短時間側での低下は西川ら [5]が指摘しているように線材の作製時に加工されたAl合金の回復と再結晶によるものである。このことより拡散現象への回復と再結晶の影響は長時間拡散焼鈍においては無視することができ、長時間側での拡散対の電気抵抗の増加は拡散現象によるものだけであることがわかる。

図7に拡散焼鈍時間によるAl-Zn系の拡散対の電気抵抗変化を(3-12)式の $\psi(t)$ 値として示す。ここではそれらの $\psi(t)$ 値に対応する(3-17)式の $\psi(T)$ 曲線を実線として示している。 $\psi(0)$ 値は $\psi(T)$ 曲線に比べて高い値を示しているがこれは先に述べたように加工の影響によるものであり約10分以内という短時間において急

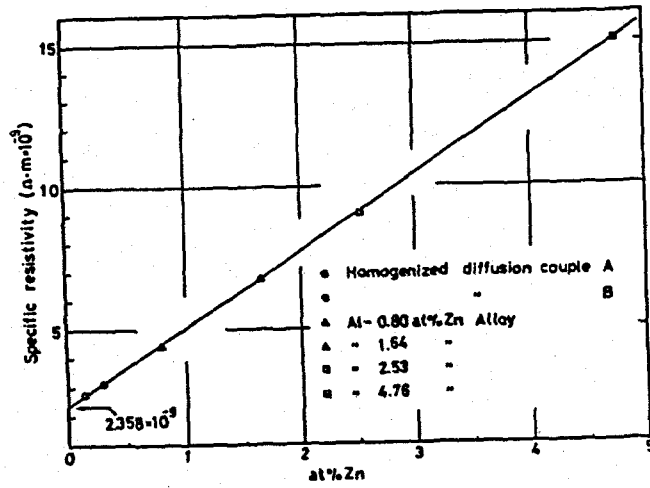


図5 Al-Zn系合金の比抵抗の濃度依存性

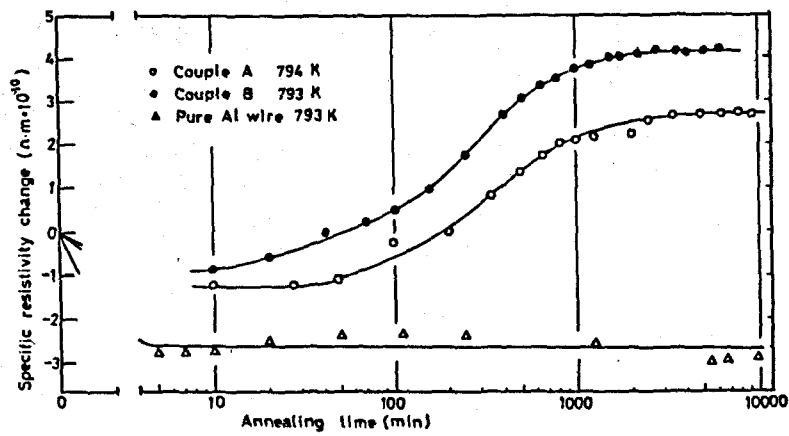


図6 Al-Zn系の拡散対と純Al線の電気抵抗変化

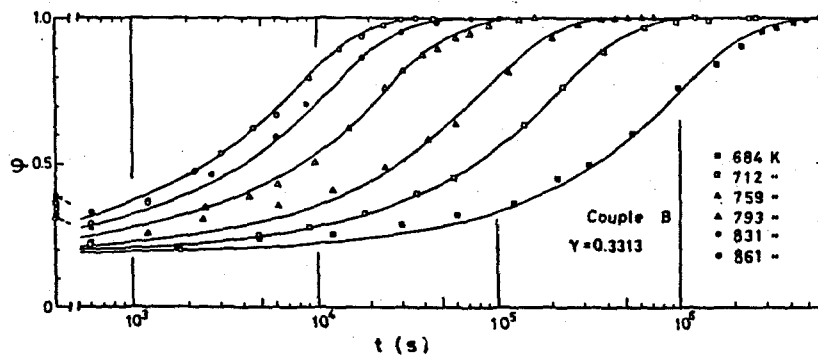


図7 Al-Zn系の拡散対の電気抵抗変化と理論抵抗曲線との比較

に低下している。その後の拡散現象による増加においては $\psi(T)$ 曲線と $\psi(t)$ 値はよく一致しており、拡散係数を決定することが可能であることを示している。それ故、 $\psi(T)$ 曲線が0.5以上の値をもつところにて拡散係数を $\psi(T)$ 曲線と $\psi(t)$ 値の比較より決定することにした。

図8にAl-Li系の拡散対の電気抵抗変化を $\psi(T)$ として示す。Al-Zn系と同様に拡散焼鈍の初期においては電気抵抗は拡散対の回復再結晶により低下し、その後拡散による電気抵抗の増加が見られる。しかし、長時間の拡散焼鈍においては電気抵抗の測定値は $\psi(T) > 0.9$ の範囲で理論曲線から大きく離れ低下し $\psi(t)$ は1にはならない。 $\psi(T) > 0.9$ のときは図4よりわかるように拡散する原子は拡散対の中央部より表面に到達しており、Li原子の場合はAlより酸化されやすく外部の酸素またはAlの酸化物である Al_2O_3 の酸素と反応し酸化することにより拡散対の電気抵抗の増加には寄与しなくなったものと考えられる。それ故、Al-Li系はそれら回復再結晶と酸化による影響が少ないといえる $0.7 < \psi(T) < 0.9$ の範囲で拡散係数を決定した。

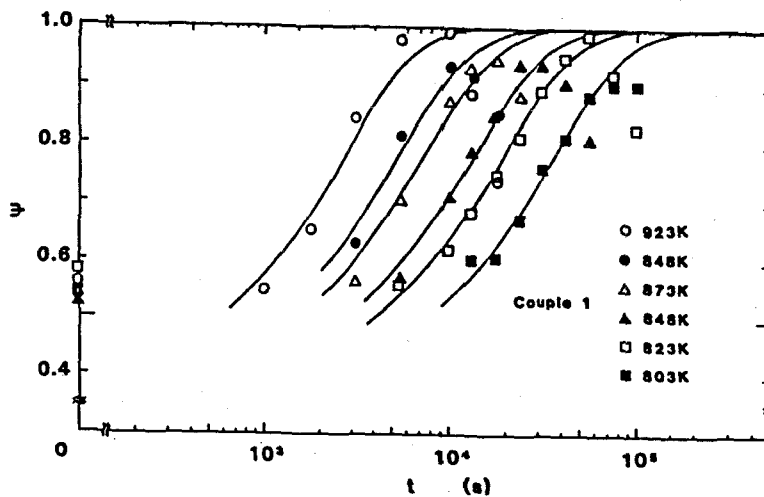


図8 Al-Li系の拡散対の電気抵抗変化と理論抵抗曲線との比較

3-5-4 拡散係数

Al-Zn系とAl-Li系の相互拡散係数の温度依存性をそれぞれ図9と10に示す。他の研究者の結果も共に示す。拡散係数は Arrhenius 式

$$D = D_0 \exp(-Q/RT) \quad (3-21)$$

ここで D_0 と Q は頻度因子と活性化エネルギーである。それらの値を表2と3に示す。

Al中のLiの拡散データは他の研究者により硬度測定と電気化学法により測定されている。本研究の結果は他の研究者のデータとよく一致しているのがわかる。このことは電気抵抗法が精度よく拡散係数を決定できる方法であることがいえる。活性化エネルギーについての考察は第4章にて行う。

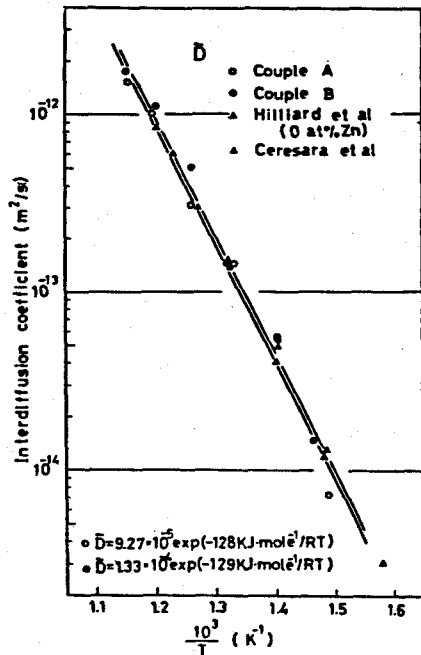


図9 Al-Zn系の相互拡散係数の温度依存性

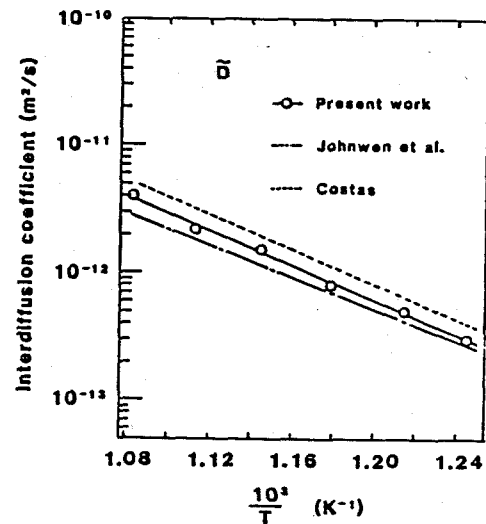


図10 Al-Li系の相互拡散係数の温度依存性

表2 Al-Zn系の相互拡散の活性化エネルギーと頻度因子

Source	D_0 (m^2/s)	Q (kJ/mol)
This work for couple A	9.5×10^{-5}	128
couple B	1.3×10^{-4}	129
Ceresara et al. [1]	9.0×10^{-5}	127
Hilliard et al. [6]	1.1×10^{-4}	129
Peterson et al. [7]	2.6×10^{-5}	121
Goedhuy et al. [8]	2.5×10^{-5}	120

表3 Al-Li系の相互拡散の活性化エネルギーと頻度因子

Source	D_0 (m^2/s)	Q (kJ/mol)
This work	8.5×10^{-5}	130
Johnsen et al. [9]	1.6×10^{-5}	119
Costasius [10]	4.5×10^{-4}	139

3-6 まとめ

(1) 電気抵抗法の改良を行いAl-Zn系でその有効性を確かめ、活性な金属原子であるLiの拡散研究に適用した。

(2) 拡散対の電気抵抗値は拡散焼鈍により回復再結晶による低下を示すがその後、拡散の進行と共に増大していく。この電気抵抗の変化より相互拡散係数を決定することができた。

(3) Al中のZnとLi原子の拡散係数はArrhenius式を満足し拡散の活性化エネルギーを決定することができた。

3-7 参考文献

- [1] S.Ceresara, T.Federighi and F.Pieragostini, phys. stat. sol., 16 (1966) 439.

- [2] K.R.Van Horn, "Aluminum" ASM, Metals Park, Ohio (1967).
- [3] D.Webster, "Aluminum-Lithium Alloys", Edt. by T.H.Sanders and E.A. Starke, Met. Soc. AIME (1981).
- [4] L.F.Mondolfo, "Aluminum Alloys : Structure & Properties", Butterworths, London (1976) p.213.
- [5] 西川精一, 小林繁美, 軽金属, 21 (1971) 55.
- [6] J.E.Hilliard, B.L.Averbach and M.Cohen, Acta Met., 7 (1959) 86.
- [7] N.L.Peterson and S.J.Rothman, Phys.Rev. B, 1 (1970) 3264.
- [8] I.Goede'ny, D.Beke, F.J.Kedves and G.Groma, phys. stat. sol. (a), 32 (1975) 195.
- [9] C.Johnwen, W.Weppner, B.A.Boukamp and R.A.H.Uggins, Met. Trans. B, 11 (1980) 131.
- [10] L.P.Costasius, Atomic Energy Com. Report. (1962).

3-8 付録

$$\partial C / \partial t = D \cdot (\partial^2 C / \partial r^2 + (1/r) \partial C / \partial r) \quad (a-1)$$

初期及び境界条件が (3-3) から (3-8) 式であたえられるときの (a-1) 式の解析解は次のように求めることができる。

濃度 C を無次元化するため $C = C / C^*$ とおくと (3-3) は $C = 1$ となる。 C は r だけの関数 $R(r)$ と t だけの関数 $T(t)$ の積とすると

$$C = R(r) \cdot T(t) \quad (a-2)$$

(a-1) 式に (a-2) 式を代入し、両辺を $D \cdot R \cdot T$ で割り変数分離し、 $-\alpha^2$ と等しいと置くと、

$$dT / dt + \alpha^2 D T = 0 \quad (a-3)$$

$$d^2 R / dr^2 + (1/r) \cdot (dR / dr) + \alpha^2 R = 0 \quad (a-4)$$

となる。(a-3) 式の一般解は、

$$T = C_1 \cdot \exp(-\alpha^2 D t) \quad (a-5)$$

である。(a-4) 式については、 $\alpha \cdot r = X$ とおくと

$$d^2 R / d X^2 + (1 / X) \cdot (d R / d X) + R = 0 \quad (a-6)$$

0 次の Bessel 方程式となる。この (a-6) 式の一般解は

$$R = C_2 J_0(X) + C_3 Y_0(X) \quad (a-7)$$

であり、 J_0 と Y_0 は0次の第1と2種の Bessel 関数、 C_2 と C_3 は定数である。(a-7) 式を X について微分すると、

$$d R / d X = -C_2 J_1(X) - C_3 Y_1(X) \quad (a-8)$$

となる。ここで J_1 と Y_1 は1次の第1と2種の Bessel 関数である。境界条件(3-5)を満たすためには(a-8)式より $C_3 = 0$ とならねばならない。それ故、(a-7)式は簡単な式、

$$R = C_2 J_0(X) \quad (a-9)$$

となる。(a-2)式は(a-5)と(a-9)式より、

$$C = C_4 J_0(\alpha r) \exp(-D \alpha^2 t) \quad (a-10)$$

と表わされる。(a-10)式を r に関して偏微分し、 $r = b$ のときは、

$$(\partial C / \partial r)_{r=b} = C_4 \exp(-D \alpha^2 t) \cdot (-\alpha J_1(\alpha r))_{r=b}, \quad (a-11)$$

境界条件(3-6)より(a-11)式は0に等しいので、

$$J_1(\alpha_n b) = 0 \quad (a-12)$$

とならねばならない。(a-12)式の解の小さい方から n 番目の根が β_n とすると $\beta_n = \alpha_n b$ である。(a-1)式は線型であるので(a-10)式は重ね合せの原理より

$$C = \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0(\alpha_n r) \exp(-D \alpha_n^2 t) \quad (a-13)$$

となる。 $t = 0$ のとき、 C は $C = f(r)$ であり、 $r = b x$ ($0 < x < 1$)とおくと、 $C = f(b x)$ と $\alpha_n r = \beta_n x$ となる。又、(a-13)式は

$$C = \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0(\alpha_n r) \quad (a-14)$$

となる。 $f(b x)$ を Fourier-Bessel 展開すると、

$$f(b x) = C_1 J_0(\beta_1 x) + C_2 J_0(\beta_2 x) + C_3 J_0(\beta_3 x) + \dots, \quad (a-15)$$

(a-15)式の両辺に $x J_0(x \beta_n) dx$ をかけ、0から1までで積分すると、右辺は Lommel 積分より簡単になり、

$$C_n J_0^2(\beta_n) = 2 \int_0^1 x f(b x) J_0(x \beta_n) dx \quad (a-16)$$

である。 $n=0$ のとき (a-12) 式より $\beta_0=0$ であり、 $J_0(0)=1$ なので (a-16) 式は

$$C_0 = 2 \int_0^b x f(bx) dx \quad (a-17)$$

となる。又、条件 (3-8) を満足する解は $C=C_0$ である。ここで $\beta_n=\alpha_n b$ と $r=bx$ なので整理すると (a-13) 式は

$$C = C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0(\alpha_n r) \exp(-\alpha_n D t) \quad (a-18)$$

となりその係数 C_0 と C_n は

$$C_0 = (2/b^2) \cdot \int_0^b r f(r) dr \quad (a-19)$$

$$C_n = 2 \int_0^b r f(r) J_0(\alpha_n r) dr / (b^2 J_0^2(\alpha_n b)) \quad (a-20)$$

となる。ただし、 $J_1(\alpha_n b)=0$ である。さらに、初期条件 (3-3) 及び (3-4) より

$$C_0 = a^2 C^* / b^2 \quad (a-21)$$

$$C_n = 2 C^* a J_1(\alpha_n a) / (\alpha_n b^2 J_0^2(\alpha_n b)) \quad (a-22)$$

となる。それ故、(a-1) 式の解析解は

$$C = a^2 C^* / b^2 + (2 a C^* / b^2) \sum_{n=1}^{\infty} (J_1(\alpha_n a) J_0(\alpha_n r) \cdot \exp(-\alpha_n^2 D t)) / (\alpha_n J_0^2(\alpha_n b)) \quad (a-23)$$

である。

4-1 緒言

物理量を用いて、拡散の活性化エネルギーを評価する方法の1つとして原子寸法効果がある。原子寸法効果とは溶質原子や溶媒原子の原子半径、体積、機械的特性により拡散の活性化エネルギーを評価する方法である。弾性モデル理論による代表的な理論は Swalin [1] により発表され、Swalin 理論といわれる。Swalin 理論は f c c 金属結晶中の空孔媒介拡散機構により拡散する不純物原子の活性化エネルギーのみを対象としているために b c c や h c p 構造等の金属結晶中の拡散や侵入型拡散機構で拡散する不純物拡散は取り扱うことができない。しかも今までに約10近い論文 [2-10] が拡散への Swalin 理論の適用に関して報告されてはいるが、それらの報告によると活性化エネルギーの評価については成功しているとはいえない。

さらに Swalin の発表以来、Hood [11,12] による原子半径 r 、Moore [13] による原子容 V 、Naik ら [14] による $B T_m r / (K' + c K) - \beta Z$ 、Varotsos ら [15] による $c B V$ という様なパラメーターで活性化エネルギーの検討が試みられてきたが、Neumann [16] の指摘するようにそれらのパラメーターでは理解し難いものである。たとえば、空孔媒介拡散機構で生じる拡散の活性化エネルギーが r とか V の増大に従って低下することや、Naik らのパラメーターによると P b 中の侵入型拡散の活性化エネルギーは空孔生成エネルギーに類するエネルギー項を含む式で表わされることや、 $c B V$ のパラメーターにおいては B と V に不純物原子の値を適用しないことなどの疑問点がある。

本研究の目的は原子半径 r と圧縮率 K からなる r^3/K のパラメーターにより A l 中の拡散の活性化エネルギーのみならず他の元素中の拡散の活性化エネルギーの原子寸法効果について理解を深めることにある。

4-2 パラメーターの設定

母格子原子からなる金属を均一な溶媒とし固溶している拡散原子を圧縮性のある球とし

て、無限に希薄な不純物原子の拡散の活性化エネルギーを定性的に考察し簡便なパラメーターを設定する。固溶している拡散原子は存在するのに安定な位置から隣接する安定な位置に拡散するとき母格子原子の間の狭い空間を通過しなければならない。その通過する際に母格子原子を押し拡げる仕事と拡散原子が縮少する仕事となされ、それら仕事量の和が最少となるエネルギーが拡散のための移動のエネルギー ΔH_m であると解釈される。荒い近似として拡散原子が母格子原子の間の狭い空間を通過するとき母格子原子を押し拡げるエネルギーは拡散原子が大きいと押し拡げる量が大きいといえるので拡散原子の半径 r_1 の3乗 r_1^3 に比例し、母格子原子の硬いすなわち弾性剛性率が大きいときそのエネルギーが大きくなるので弾性剛性率 B_m ($B_m = 1/K_m$) に比例すると考える。すなわちパラメーターとしては r_1^3/K_m に比例するといえる。一方、拡散原子が母格子原子の間の狭い空間を通過するとき、拡散原子の半径が小さいと拡散原子が圧縮される量が少なく、小さな圧縮エネルギーでよく、さらに拡散原子が容易に縮少されるすなわち圧縮率 K_1 が大きいと小さなエネルギーでよいと考えられるので、パラメーターとしては r_1^3/K_1 が適切であるといえる。それ故、拡散の活性化エネルギーがこれらパラメーターの1次結合として表わすと、

$$Q_1 = A r_1^3 / K_1 + B r_1^3 / K_m + C \quad (4-1)$$

ここで A , B , C は定数である。 C は拡散原子に依存しない溶媒原子特有の定数であるとする。(1-18)式で述べたように拡散の活性化エネルギーは空孔媒介機構においては、

$$Q = \Delta H_v + \Delta H_m \quad (4-2)$$

で表わされるので C は ΔH_v に対応する量であるといえる。侵入型拡散では ΔH_v は必要でなく C は0となる。

侵入型で存在(固溶)している拡散原子に比べて、置換型で存在している拡散原子は母格子原子の格子点を占めており、さらに空孔媒介拡散機構で拡散するときには拡散原子の隣に空孔が存在するために拡散原子は固溶状態においては大きな静水圧力で圧縮されているとはいえず、弾性論的に硬い状態ではなく圧縮性に富んだ球の状態にあるといえる。それ故、拡散原子が母格子原子の間の狭い空間を通過するとき、拡散原子は大きく圧縮しまわりの母格子原子を大きく変位させる(押し拡げる)ことなしに拡散が生じるものと理解される。空孔媒介拡散機構では(4-1)式で表わされる活性化エネルギーにおいては第2項

が第1項の寄与に比べて小さいと期待される。そこで 空孔媒介拡散機構においては簡単のために、第2項をここでは考慮せず拡散の活性化エネルギーを次式で整理することにする。

$$Q_1 = A r^3 / K_1 + C \quad (4-3)$$

一方、侵入型で存在している拡散原子は存在するには狭い場所である母格子原子の格子間位置に存在しているので、まわりの母格子原子より大きな静水圧力により拡散原子は圧縮され更に圧縮するには圧縮され難い状態すなわち硬い球となっていると考えられる。侵入型の拡散原子が 母格子原子の間の狭い空間を通過するするとき、拡散原子は圧縮され難く母格子原子が安定な位置より大きく変位する（押し上げられる）といえる。それ故、侵入型拡散の活性化エネルギーは第2項に比べて第1項の寄与が少ないといえるので、簡単のために第1項を考慮せず次式にて整理することにした。

$$Q_1 = B r^3 / K_m + C = B r^3 / K_m = B' r^3 \quad (4-4)$$

ここで $C = 0$ である、 K_m は定数であるために Q_1 は侵入型拡散では r^3 のパラメーターにて活性化エネルギーを整理する。

4-3 拡散の活性化エネルギーと r^3/K パラメーター

例として空孔媒介拡散機構であり f c c 結晶構造をもつ A g, A l, A u, C u, γ F e, N i 中の不純物原子の拡散の活性化エネルギーを (4-3) 式にてそれぞれ整理したのが図 1～6 である。b c c 結晶構造の α F e については図 7 に示す。これらの活性化エネルギーは本研究で得られたものの他に Smithells Metals Reference Book [20] と Diffusion and Defect Data [21] より引用した。原子半径については Teautem ら [22] が報告している配位数 12 に対する金属原子半径を用いた。f c c 構造以外の金属については f c c 構造の金属原子半径をそれらの構造の原子半径に彼らが報告している方法により変換した。ここで用いた原子半径は置換型で固溶している金属合金に対しては最も適切な原子半径である [22]。図 1～7 に示されるようにパラメーター r^3/K_1 と活性化エネルギーの間には 1 次的な直線関係が存在している。これを他の b c c や h c p 結晶構造をもつ他の金属 T a, V, T i, N b 等においても見いだした。C に対応する値を表 1 に示す。この値

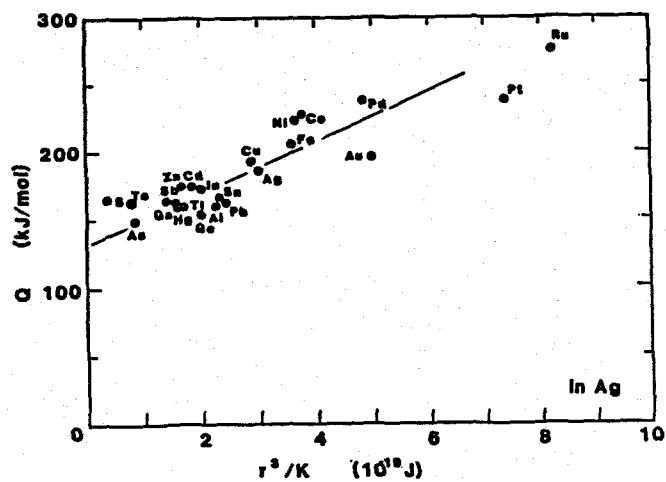


図1 Ag中の空孔媒介拡散機構による不純物拡散の
活性化エネルギーと r^3/K パラメーターとの関係

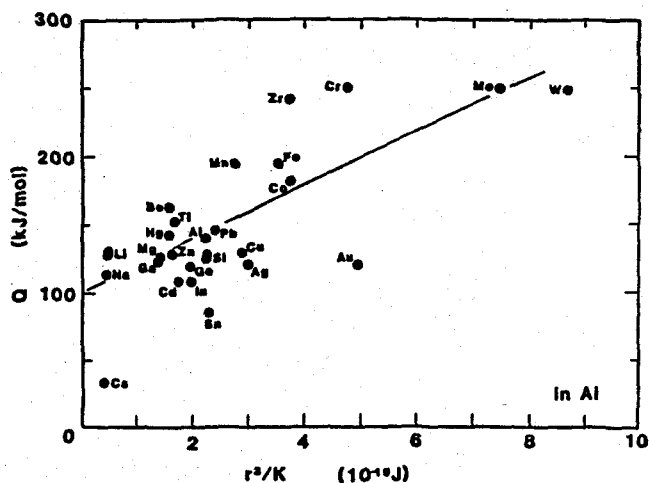


図2 Al中の空孔媒介拡散機構による不純物拡散の
活性化エネルギーと r^3/K パラメーターとの関係

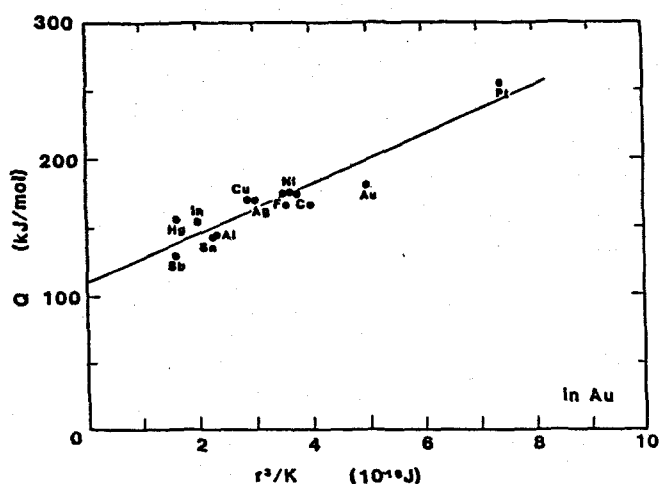


図3 Au中の空孔媒介拡散機構による不純物拡散の
活性化エネルギーと r^3/K パラメーターとの関係

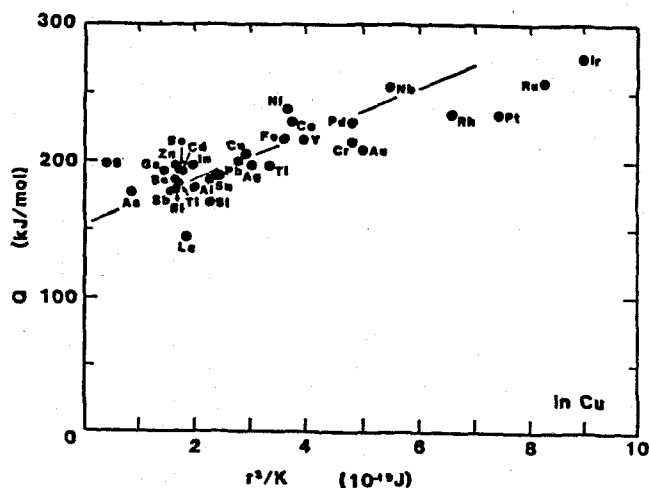


図4 Cu中の空孔媒介拡散機構による不純物拡散の
活性化エネルギーと r^3/K パラメーターとの関係

は自己拡散の活性化エネルギー Q_s の約0.7倍(約0.7 Q_s)であり、空孔の生成エネルギーが Q_s の0.6～0.7倍であるということとよく一致している。C値が空孔の生成エネルギーに対応していることは(4-3)式の仮定がよい妥当性をもっていることを示している。パラメーター r^3/K_i と活性化エネルギーの間の相関についてはt-検定を行いその結果を表2に示す。Ag, Au, Cuについては相関の有意性は高度なものであること

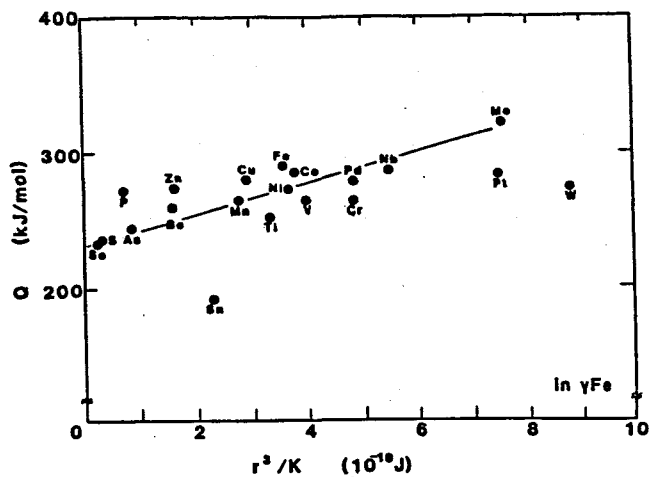


図5 γ Fe中の空孔媒介拡散機構による不純物拡散の活性化エネルギーと r^3/K パラメーターとの関係

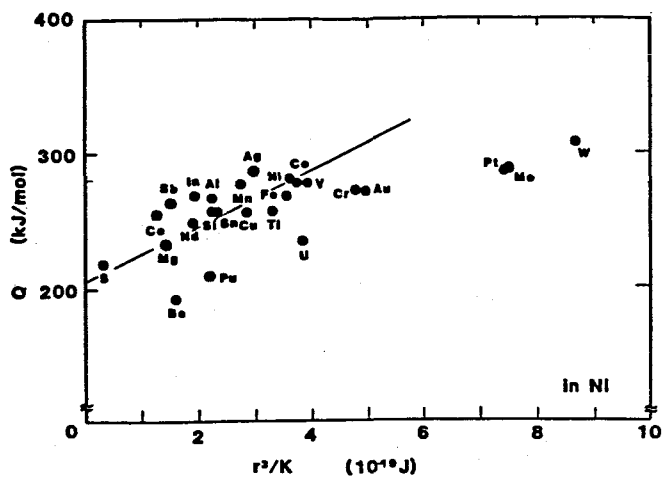


図6 Ni中の空孔媒介拡散機構による不純物拡散の活性化エネルギーと r^3/K パラメーターとの関係

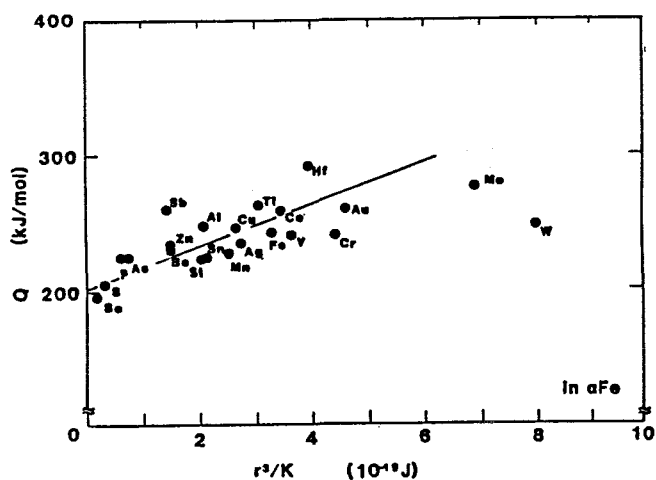


図7 α Fe中の空孔媒介拡散機構による不純物拡散の活性化エネルギーと r^3/K パラメーターとの関係

表1 C値とC/Q値

	C (KJ/mol)	C/Q _s
Ag	~130	~0.70
Al	~100	~0.71
Au	~110	~0.61
Cu	~150	~0.74
γ Fe	~230	~0.79
Ni	~210	~0.75
α Fe	~200	~0.83

がわかる。しかし、Al, Ni等はその相関性についてはAg等の様なよい相関がみられない。これはAg, Au, Cuは原子価が1価であり他の金属はその価数が大きいために原子寸法効果以外に静電効果が価数と共に大きく寄与しているためであろう。

図8, 9, 10に侵入型拡散機構である α Fe, γ Fe, Pb中の活性化エネルギーについて(4-4)式により整理した結果をそれぞれに示す。パラメーター r^3 と共に活性化エネルギーは増加してはいるが、Cに対応する値は0とはならず負値を示している。この

表2 活性化エネルギーとパラメーターとのt-検定について

	t	t _a	相関度
Ag	9.5	> 2.8	◎
Al	5.5	> 2.8	○
Au	9.1	> 3.2	◎
Cu	9.4	> 2.8	◎
rFe	3.7	> 2.9	○
Ni	2.2	< 2.8	×
αFe	3.8	> 2.8	○

ことは、パラメーターに用いた原子半径が侵入型で固溶している時の原子半径のデータがないために、置換型で固溶していることとして剛体球的に算出された原子半径を用いたことによると考えることができる。侵入型で固溶している時の原子半径はここで用いた原子半径よりも小さい径をもつことより、侵入型で固溶している時の原子半径で整理したらCは0に近い値となるであろう予想される。そのように考えると侵入型拡散は空孔の生成エネルギーを必要としないということと矛盾しない。このようにこのパラメーターによる活性化エネルギーの評価より空孔媒介拡散機構では溶質原子の圧縮性が大きな要因であることがわかり、侵入型拡散機構では溶媒原子の安定な位置からの大きな変位が重要な役割を果たしていることが明らかとなった。

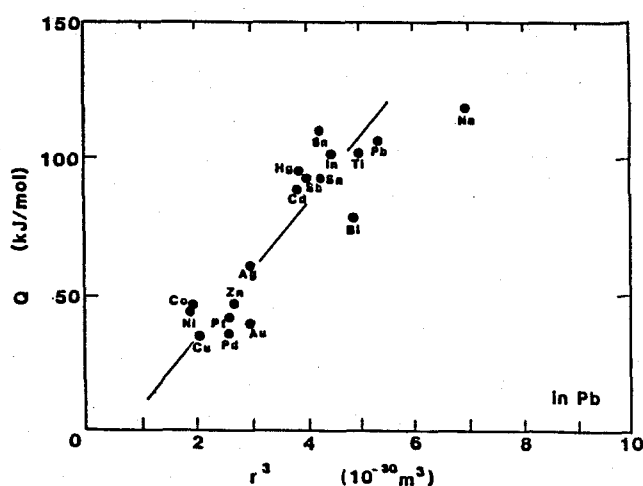


図8 α Fe中の侵入型拡散機構による不純物拡散の活性化エネルギーと r^3 パラメーターとの関係

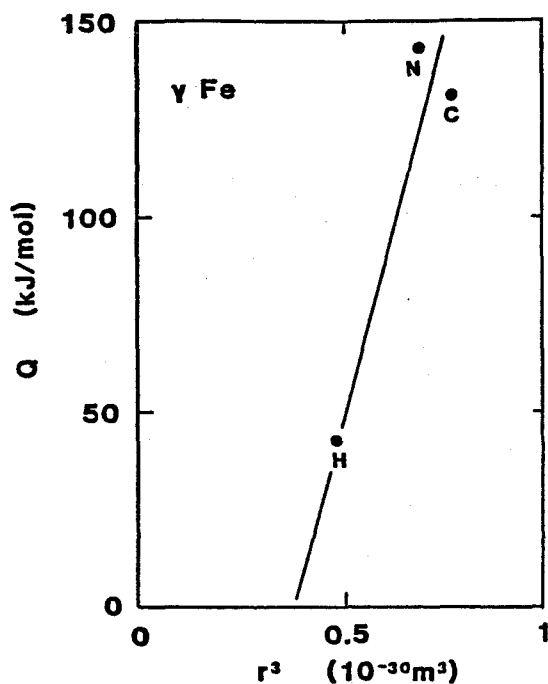


図9 γ Fe中の侵入型拡散機構による不純物拡散の活性化エネルギーと r^3 パラメーターとの関係

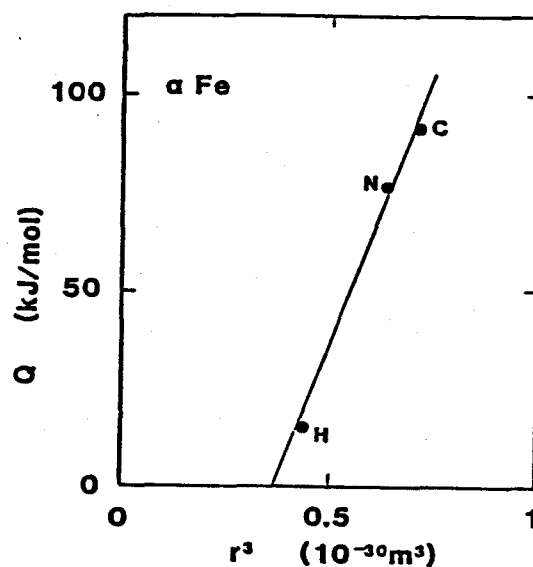


図10 α Fe中の侵入型拡散機構による不純物拡散の活性化エネルギーと r^3 パラメーターとの関係

4-4 まとめ

(1) 不純物拡散の活性化エネルギーを原子半径 r_i と圧縮率 K_i , K_m からなるパラメーター r_i^3/K_i と r_i^3/K_m を用いて評価し原子寸法効果を検討した。

(2) 空孔媒介拡散機構による拡散の活性化エネルギーは

$$Q_i = A r_i^3 / K_i + C$$

の関係式で表わすのが適当であり、よい相関性を示した。このことは拡散原子が母格子原子の間の狭い空間を通過するとき不純物原子の縮少が大きな役割を果していることを示している。

(3) 侵入型拡散機構による拡散の活性化エネルギーは

$$Q_i = B r_i^3 / K_m$$

の関係式により表わすのが適当である。このことは拡散原子が母格子原子の間の狭い空間を通過するときには拡散原子の縮少はあまり起こらず溶媒原子の変位（拡張）が大きな寄与を示唆している。

4-5 参考文献

- [1] D.Lazarus, Phys.Rev., 91 (1953) 816.
- [2] A.D.LeClaire, Phil.Mag., 7 (1962) 141.
- [3] G.Neumann, W.Hirschwald, phys.stat.sol.(b), 55 (1973) 99.
- [4] R.A.Swalin, Acta Met., 5 (1957) 443.
- [5] S.Badrinarayanan and H.B.Mathur, J.Pure Appl.Phys., 8 (1970) 324.
- [6] A.W.Bowen and G.M.Leak, Met.Trans., 1 (1969) 2767.
- [7] J.Burke, J.Less Common Metals, 28 (1972) 441.
- [8] D.S.Gornyy and R.M.Altovskiy, 31 (1971) 108.
- [9] A.Lodding, Z.Naturf., A26 (1971) 81.
- [10] J.N.Mundy, A.Ott, A.Lowenbeg and A.Lodding, phys.stat.sol., 35 (1969) 359
- [11] S.Nishikawa, Phil.Mag., 26 (1972) 941.
- [12] A.R.Paul and R.P.Agarwala, Met.Trans, 2 (1971) 2691.
- [13] N.L.Peterson and S.J.Rothman, Phys.Rev.B, 1 (1970) 3264.
- [14] G.M.Hood, Phys.Rev.B, 23 (1981) 4253.
- [15] G.M.Hood, J.Phys. F :Metal Phys., 8 (1978) 1677.
- [16] R.H.Moore, Trans AIME, 233 (1965) 1064.
- [17] M.C.Naik, M.S.Anand, A.R.Paul and R.P.Agarwala, phys.stat.sol., 30 (1968) 319.
- [18] K.Alexopoulos and P.Varotsos, Phys.Rev., 24 (1981) 3606.
- [19] G.Neumann, "DIMETA-82 Diffusion in Metals and Alloys", Proceedings of an International Conference held at Tihany, Hungary, Edit., F.J.Kedves and D .L.Beke, Diffusion and Defect Monograph Series No.7 (1983), Trans Tech Publicatins, Switzerland, p.3.
- [20] A.D.LeClaire, "Smithells Metals Reference Book", Edit., E.A.Brandes, Butterworths, London (1983) p.13-1.

- [21] Edit., F.H.Woehlbier, "Diffusion and Defect Data", Materials Reference Series 1, Trans Tech Publications, Ohio, USA,(1972~1982).
- [22] W.B.Pearson, "The crystal chemistry and physics of metals and alloys", Wiley-Interscience, John Wiley & Sons. Inc., New York, (1972) p.135.

第5章 3元系アルミニウム合金の相互拡散

5-1 緒言

3元系アルミニウム合金ではジュラルミン合金の基礎となるAl-Cu-Mg系とAl-Mg-Zn系が代表的合金である。工業上、重要な役割を果たしているのは3元系合金であり、3元系合金の相互拡散を研究することは大きい意味をもっている。しかし、3元系合金における相互拡散の研究は2元系合金に比べるとほとんどなされていない。今までに報告されている3元系相互拡散はAl-Cu-Zn系 [1] とAl-Cu-Mn系 [2] のみであり、しかもそれらは少ない測定濃度点のため濃度依存性を明確にしておらず、1つの拡散温度でしか測定されていないため相互拡散係数の温度依存性は報告されていない。このように3元系相互拡散の報告数の少なさと不備な点は2元系相互拡散に比べて3元系相互拡散は複雑であり実験と解析に多大な労力と時間を必要とするためである。

3元系相互拡散の濃度距離曲線と拡散路の計算はしばしば均一化焼鈍や拡散溶接材の濃度分布の予測に用いられる。2元系合金の相互拡散ではそれ自身が簡明で文献においても広く紹介されているので非常に簡単に計算ができるものである [3]。しかし、3元系相互拡散の計算は数例の研究報告があるのみで相互拡散係数の濃度依存性を無視していたり、一部考慮した不完全な計算方法である [4-8]。拡散係数の濃度依存性の大きい系や濃度範囲の大きな領域でのそれらの計算方法を適用するには限界があり大きな誤差を導入する可能性があるため、拡散係数の濃度依存性を考慮した計算方法の開発が望まれる。

本研究の目的はEPMA法とコンピューター処理により、重要な合金であるAl-Cu-Mg系、Al-Mg-Zn系そしてAl合金では広い固溶体領域をもつAl-Ag-Zn系のAl側固溶体内において3元系相互拡散研究を行うことである。Al側固溶体中で4つの相互拡散係数を精度よく測定しそれらの濃度依存性とAl系では初めての温度依存性を明らかにし、Kirkaldy [2] の式より得られる熱力学的相互作用パラメーターにより検討する。さらに拡散係数の濃度依存性と相互作用を考慮した3元系相互拡散の濃度距離曲線と拡散路の計算方法について報告する。

5-2 実験方法

5-2-1 拡散対の作製

図1a),b),c)にAl-Ag-Zn, Al-Cu-Mg, Al-Mg-Zn系のAl固溶体の平衡状態図を示す[9]。本研究はこれらの固溶体内で相互拡散研究を行った。固溶体内での拡散対を作製するために、Al-Cu-Mg, Al-Mg-Zn, Al-Ag-Zn系合金を99.996%Al, 99.999%Ag, 99.996%Zn, 99.99%Cu, 99.99%Mgより大気中で溶製した。これらのインゴットは789Kで690ksの条件で均一化焼鈍した。表1, 2, 3にそれぞれの系の拡散対の組合わせ合金濃度を

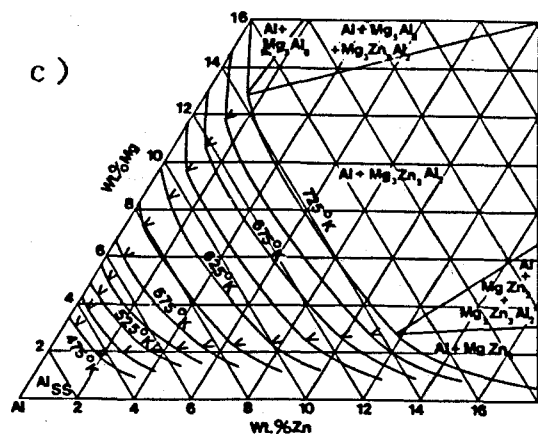
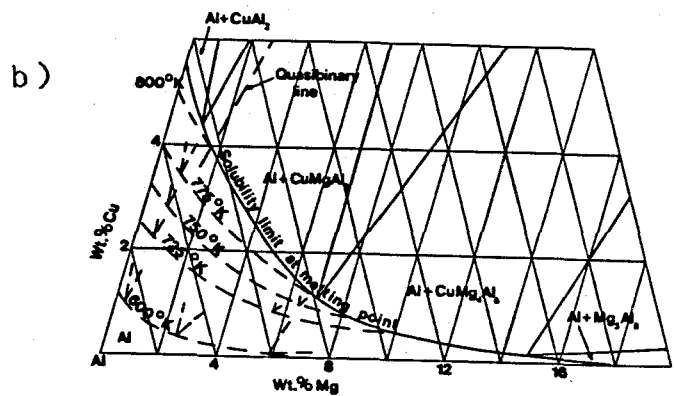
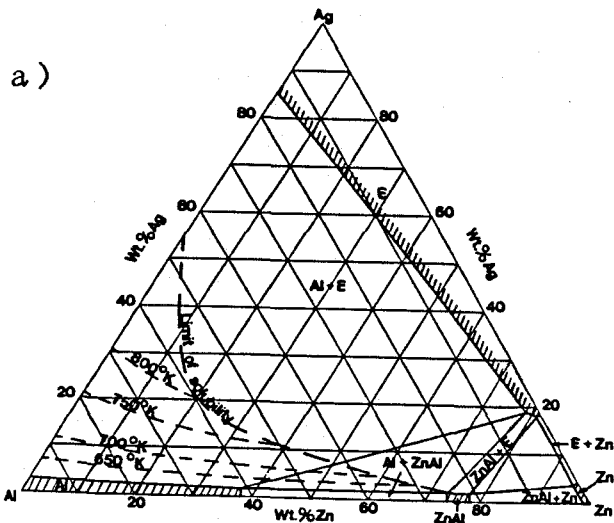


図1a),b),c) 3元系Al合金のAl側平衡状態図
a) Al-Ag-Zn系 b) Al-Cu-Mg系 c) Al-Mg-Zn系

表1 Al-Ag-Zn系の拡散対の濃度

Sample number	Terminal composition (at%)
1	Al-3.00Ag / Al-3.42Zn
2	Al-3.94Ag / Al-4.15Zn
3	Al-5.14Ag / Al-6.35Zn
4	Al-5.82Ag / Al-8.98Zn
5	99.996Al / Al-5.31Ag-3.34Zn
6	99.996Al / Al-4.52Ag-4.93Zn
7	99.996Al / Al-4.11Ag-6.52Zn
8	99.996Al / Al-2.95Ag-7.99Zn
9	99.996Al / Al-1.94Ag-9.34Zn
10	99.996Al / Al-7.25Ag
11	99.996Al / Al-11.98Zn

表2 Al-Cu-Mg系の拡散対の濃度

Sample number	Terminal composition (at%)
1	99.996Al / Al-1.51Cu-0.96Mg
2	99.996Al / Al-1.34Cu-1.35Mg
3	99.996Al / Al-0.99Cu-1.74Mg
4	99.996Al / Al-0.73Cu-3.17Mg
5	Al-0.92Cu / Al-1.02Mg
6	Al-1.20Cu / Al-1.02Mg
7	Al-1.20Cu / Al-1.44Mg
8	Al-1.48Cu / Al-1.44Mg
9	Al-1.20Cu / Al-1.92Mg
10	Al-1.48Cu / Al-1.92Mg
11	Al-1.48Cu / Al-2.69Mg
12	99.996Al / Al-2.69Mg
13	99.996Al / Al-1.55Cu

表3 Al-Mg-Zn系の拡散対の濃度

Sample number	Terminal composition (at%)
1	Al-3.24Zn / Al-3.24Mg
2	Al-3.24Zn / Al-4.32Mg
3	Al-3.94Zn / Al-4.32Mg
4	Al-5.21Zn / Al-4.32Mg
5	Al-5.21Zn / Al-5.15Mg
6	Al-5.21Zn / Al-6.19Mg
7	Al-6.27Zn / Al-5.15Mg
8	99.996Al / Al-4.21Mg-2.12Zn
9	99.996Al / Al-3.10Mg-3.24Zn
10	99.996Al / Al-1.89Mg-4.56Zn
11	99.996Al / Al-1.64Mg-5.56Zn
12	99.996Al / Al-6.27Zn
13	99.996Al / Al-6.19Mg

示す。それらの拡散対の一部は2元系相互拡散のための拡散対である。合金の一部は旋盤により $\phi 7.5\text{mm} \times 65\text{mm}$ の合金棒とし、他の合金と99.996%Alのインゴットは $\phi 7.5\text{mm} \times 65\text{mm}$ の穴をドリルにより開けた。それらの表面は0/6のエメリー紙と $0.3\mu\text{m}$ のアルミナ粉によりバフ研磨して仕上げた。Znを含む加工材はリン酸と水酸化ナトリウムの薄い水溶液で軽く酸洗いし、他の加工材は薄い王水により軽く酸洗した。その後、合金棒はMoマーカーク粉をアルコールとともに塗布し合金やAlのインゴットの穴に挿入した。これらの構成物は783Kで600sの加熱後7.6mm厚さまで圧延し接合

した。圧延材は5mm長さに切断し拡散対とした。これら拡散対は接合中に拡散がほとんど起こらず後の拡散焼鈍に比べると無視できるものであることをEPMAにより確認した。

5-2-2 拡散焼鈍、濃度距離曲線、拡散路

拡散焼鈍条件をそれぞれの系について表4に示す。各拡散焼鈍を行う際には拡散対ごとに拡散温度や拡散時間に差が生じないようにまとめて拡散焼鈍をした。拡散焼鈍後、拡散対は氷水中にて冷却した。拡散対の酸化や拡散成分の蒸発部分を切断と研磨により取り除き、拡散方向と平行に研磨した。EPMAにより拡散成分の特性X線強度を拡散方向と平行に測定した。それらの特性X線強度をZAF法により計算機を用いて濃度に変換し濃度距離曲線とした。拡散路は3元系状態図のA1側固溶体領域に記入した。

表4 3元系相互拡散の拡散焼鈍条件

Al-Ag-Zn system	T (K) t (ks)	765 105.9	785 68.75	796 55.08	808 42.42	832 19.87
Al-Cu-Mg system	T (K) t (ks)	764 73.77	787 34.87	804 20.22	820 13.40	
Al-Mg-Zn system	T (K) t (ks)	703 156.6	725 86.85	755 56.93	796 27.55	

5-2-3 相互拡散係数

2元系相互拡散係数は第2章と同様にMatanoの方法とHallの方法により決定できる。

3元系合金(1-2-3系,3は溶媒)の相互拡散は(1-11)式によりMatano界面を原点とするX座標をもって

$$\partial C_i / \partial t = \sum_{j=1}^3 \partial (\bar{D}_{ij}^i \partial C_i / \partial X) / \partial X, \quad (i=1, 2), \quad (5-1)$$

と表わされる。ここで $\bar{D}_{ij}^i$ は4つの相互拡散係数である。 $\bar{D}_{11}^1$ と $\bar{D}_{22}^2$ は“直接係数”といい、 $\bar{D}_{12}^1$ と $\bar{D}_{21}^1$ を“間接係数”という[10]。Al-Ag-Zn系での相互拡散係数は、

$\bar{D}_{AgAg}^I, \bar{D}_{AgZn}^I, \bar{D}_{ZnAg}^I, \bar{D}_{ZnZn}^I$ 、Al-Cu-Mg系での相互拡散係数は、 $\bar{D}_{CuCu}^I$, $\bar{D}_{CuMg}^I, \bar{D}_{MgCu}^I, \bar{D}_{MgMg}^I$ 、Al-Mg-Zn系での相互拡散係数は $\bar{D}_{MgMg}^I, \bar{D}_{MgZn}^I, \bar{D}_{ZnMg}^I, \bar{D}_{ZnZn}^I$ である。Kirkaldy [11] によると (5-1) 式は Boltzmann-Matano 変換と積分によって無限拡散対に対しては以下のように変形される。

$$\int \delta I_0 X dC_i = -2t \left(\sum_{j=1}^2 \bar{D}_{ij}^I \left(\partial C_j / \partial X \right) \right), \quad (i=1, 2) \quad (5-2)$$

ここで C_{i0} は拡散対の一端の濃度である。(4-2) 式で $\bar{D}_{ij}^I$ について解くと [12]、

$$\bar{D}_{ij}^I = (F_j^I m_i^A / (2t^B) - F_i^I m_j^B / (2t^A)) / (m_i^A m_j^B - m_j^A m_i^B), \quad (5-3)$$

$$\bar{D}_{ji}^I = (F_i^I m_j^B / (2t^A) - F_j^I m_i^A / (2t^B)) / (m_i^A m_j^B - m_j^A m_i^B), \quad (5-4)$$

ここで

$$F_k^I = \int \delta I_0 X dC_i, \quad m_k^I = (\partial C_i / \partial X)_{C_i} \quad (5-5)$$

($i \neq j, \quad i, j = 1, 2, \quad k = A, B$)

である。AとBは拡散路が共通濃度で交わる点を持つ2つの独立した拡散対を示す。このように4つの相互拡散係数を決定するためには2つの独立した拡散対が必要でありそれらの拡散路は共通濃度で交差しなければならない。また、(5-3)と(5-4)式よりわかるように4つの相互拡散係数を精度よく求めるためには拡散対の合金濃度は拡散路の中央部で拡散路が垂直に近い角度で交わるように選択すべきである(図3参照) [13]。

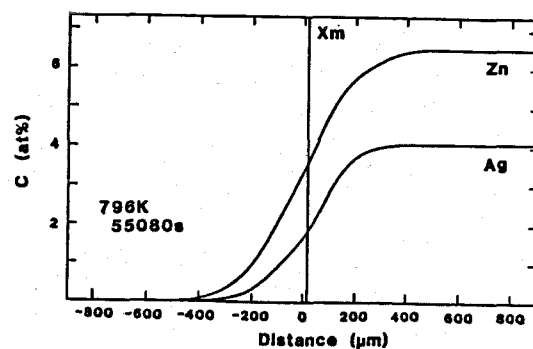
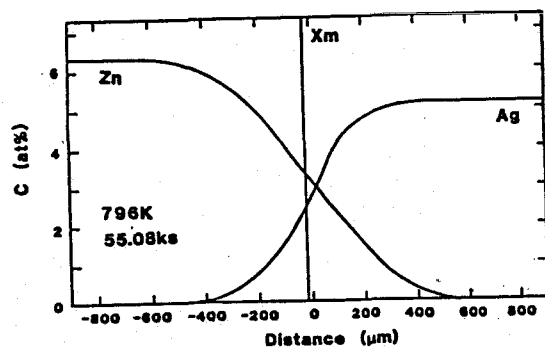
EPMAにより測定した拡散対の特性x線強度はデジタイザーにてコンピューターに入力しZAF法に従がい濃度に変換後、(5-3)から(5-5)式により4つの相互拡散係数を計算し印字する様にした。コンピューターはNEC製のN5200型16ビットの計算機である。

5-3 実験結果と考察

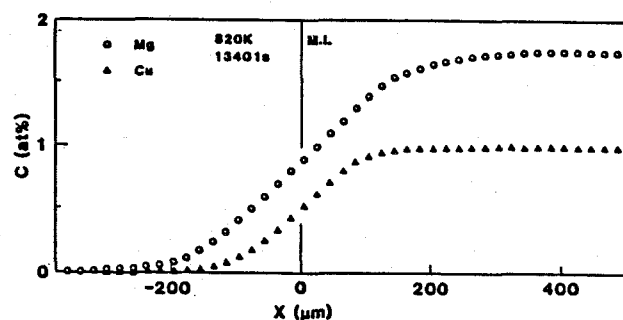
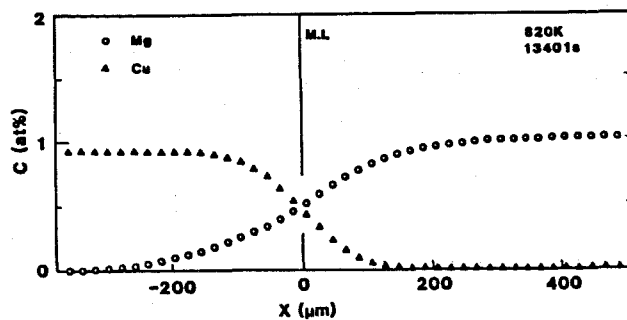
5-3-1 濃度距離曲線と拡散路

図2a), b), c)にそれぞれの系の濃度距離曲線の例を示す。ここで $x=0$ は Matano 界面を示し、 x_m はマーカー面を意味する。Al-Ag-Zn系では、Zn原子の拡散距離はAg原子の拡散距離より長くZn原子が速く拡散することがわかる。同様にAl-Cu-

a)



b)



c)

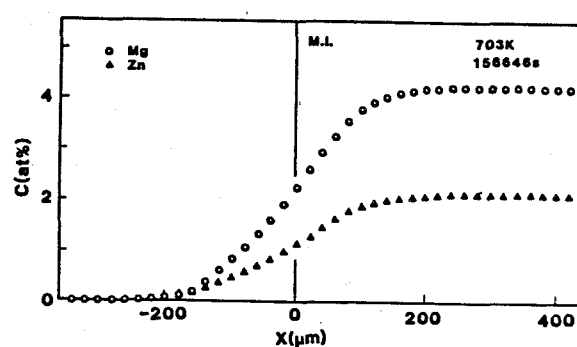
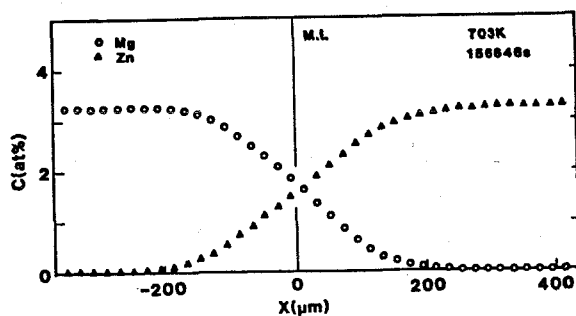


図2a),b),c) 濃度距離曲線の例

a) Al-Ag-Zn系 Sample number 3 と 7

b) Al-Cu-Mg系 Sample number 5 と 3

c) Al-Mg-Zn系 Sample number 8 と 1

Mg系ではMg原子が速い。そしてAl-Mg-Zn系ではZn原子が速いがMg原子との差は少ない。

拡散路の1例を図3a),b),c)にそれぞれの系について示す。すべての拡散路は典型的な

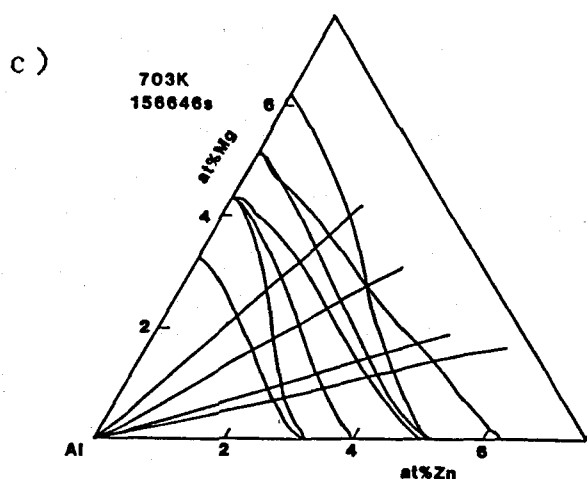
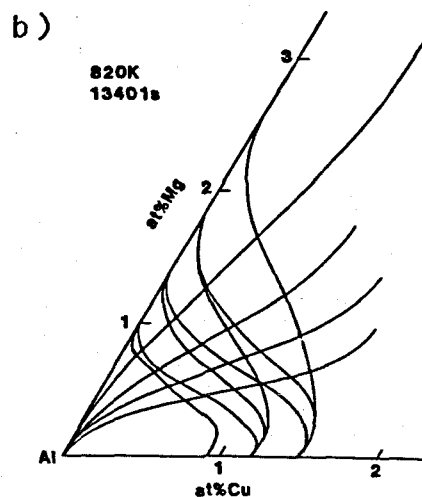
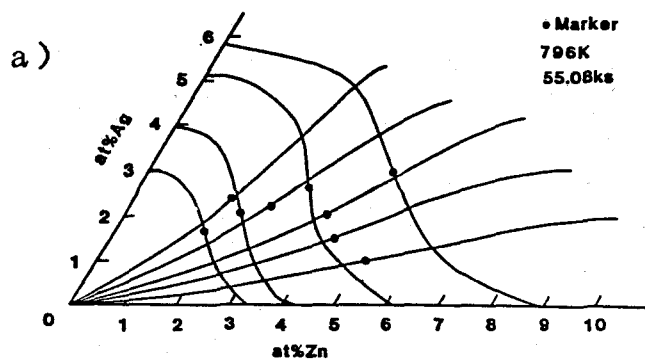


図3a),b),c) 拡散路の例

a) Al-Ag-Zn系 b) Al-Cu-Mg系 c) Al-Mg-Zn系

S字曲線であり、拡散路の端の曲る方向は遅く拡散する原子（Al-Ag-Zn系ではAg原子、Al-Cu-Mg系ではCu原子、Al-Mg-Zn系ではMg原子）の濃度が一定である方向である。その曲率は溶質原子の拡散係数の差（拡散の速さの差）と原子間の相互作用の大きさ（後に述べる拡散路の数値計算によると相互作用の大きさには依存するがその程度は小さいことがわかる）に依存する。Al-Ag-Zn系とAl-Cu-Mg系では曲率は大きく、Al-Mg-Zn系では小さい。このことは濃度距離曲線で述べた原子の拡散の速さの差とよく一致している。図3a)の黒丸はマーカー濃度点を示しているがそれらの黒丸は拡散路の交点と一致していない。それ故、固有拡散係数は決定することはできなかった。

5-3-2 相互拡散係数

各拡散温度において (5-3) から (5-5) 式によって拡散路の交点 (共通濃度) で決定した相互拡散係数の例をそれぞれの系について図4, 5, 6に示す。直接係数はすべて正値を示している。しかし、間接係数はAl-Cu-Mg系では正値であるが他のAl-Ag-Zn系とAl-Mg-Zn系においては負値を示している。3元系相互拡散においては間接係数が負値を示すことは熱力学的にはありえることであり、後に述べる相互作用パラメーターにより評価される。各系の直接係数は溶質濃度に依存しているのがわかる。すなわち、Al-Ag-Zn系での $\tilde{D}_{AgAg}^{Al}$ はAg濃度と共に低下しZn濃度と共に増大している。 $\tilde{D}_{ZnZn}^{Al}$ はAgとZn濃度の増加と共に大きくなっている。Al-Cu-Mg系では $\tilde{D}_{CuCu}^{Al}$ はCu濃度にはほとんど依存してはないがMg濃度が増えたと増大している。

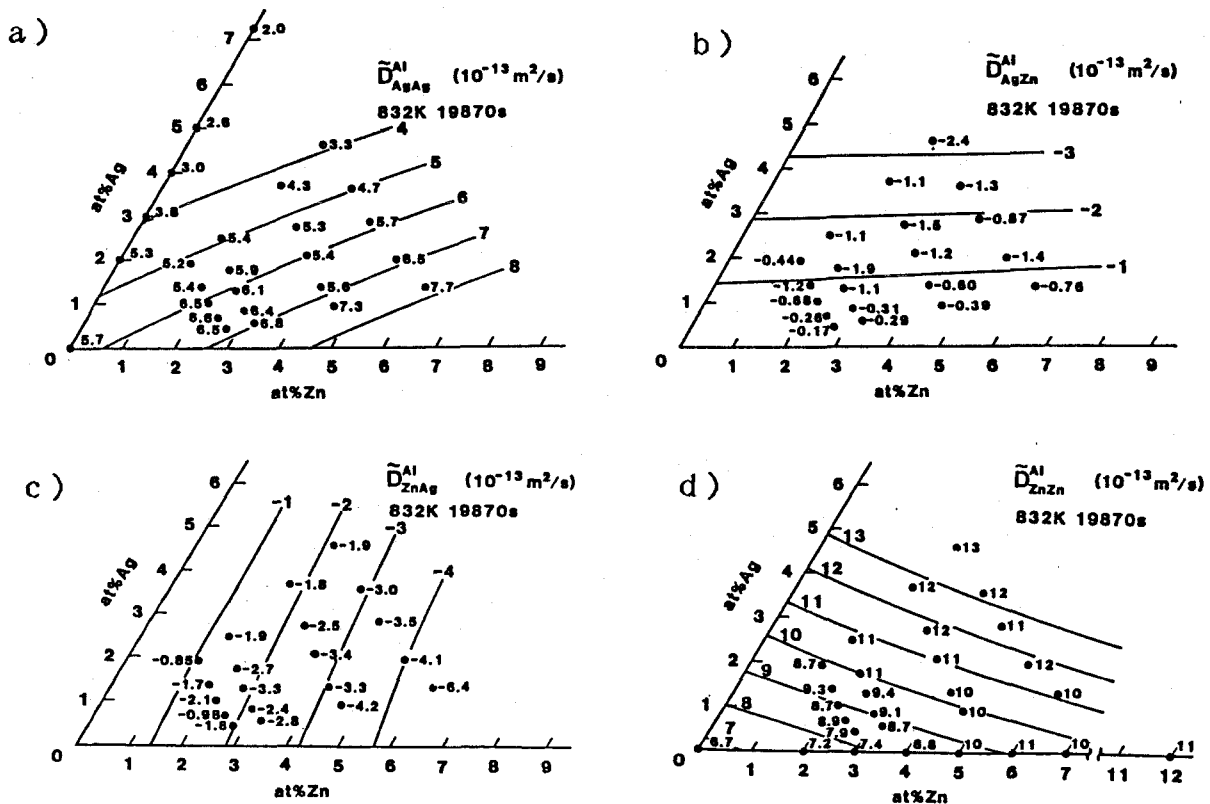


図4a), b), c), d) Al-Ag-Zn系の相互拡散係数の例
a) $\tilde{D}_{AgAg}^{Al}$ b) $\tilde{D}_{AgZn}^{Al}$ c) $\tilde{D}_{ZnAg}^{Al}$ d) $\tilde{D}_{ZnZn}^{Al}$

$\bar{D}_{CuMg}^{Al}$ はCuとMg濃度と共にすこし大きくなっている。Al-Mg-Zn系においては $\bar{D}_{MgMg}^{Al}$ と $\bar{D}_{ZnZn}^{Al}$ はMgとZn濃度に依存しそれらの濃度と共に増大している。さらに3元組成図(1-2-3系)での一辺*i*-3側においては直接係数は2元系*i*-3合金の2元系相互拡散係数に等しくなっている。Shunck [14] によると

$$\lim_{C_j \rightarrow 0} \bar{D}_i^{Al} = \bar{D}_{i-3} \quad (5-6)$$

という関係式が示されており本研究の合金系では(5-6)式が満足されていることがわかる。このように3元系相互拡散の直接係数は(5-1)と(5-6)式よりわかる様に2元系相互拡

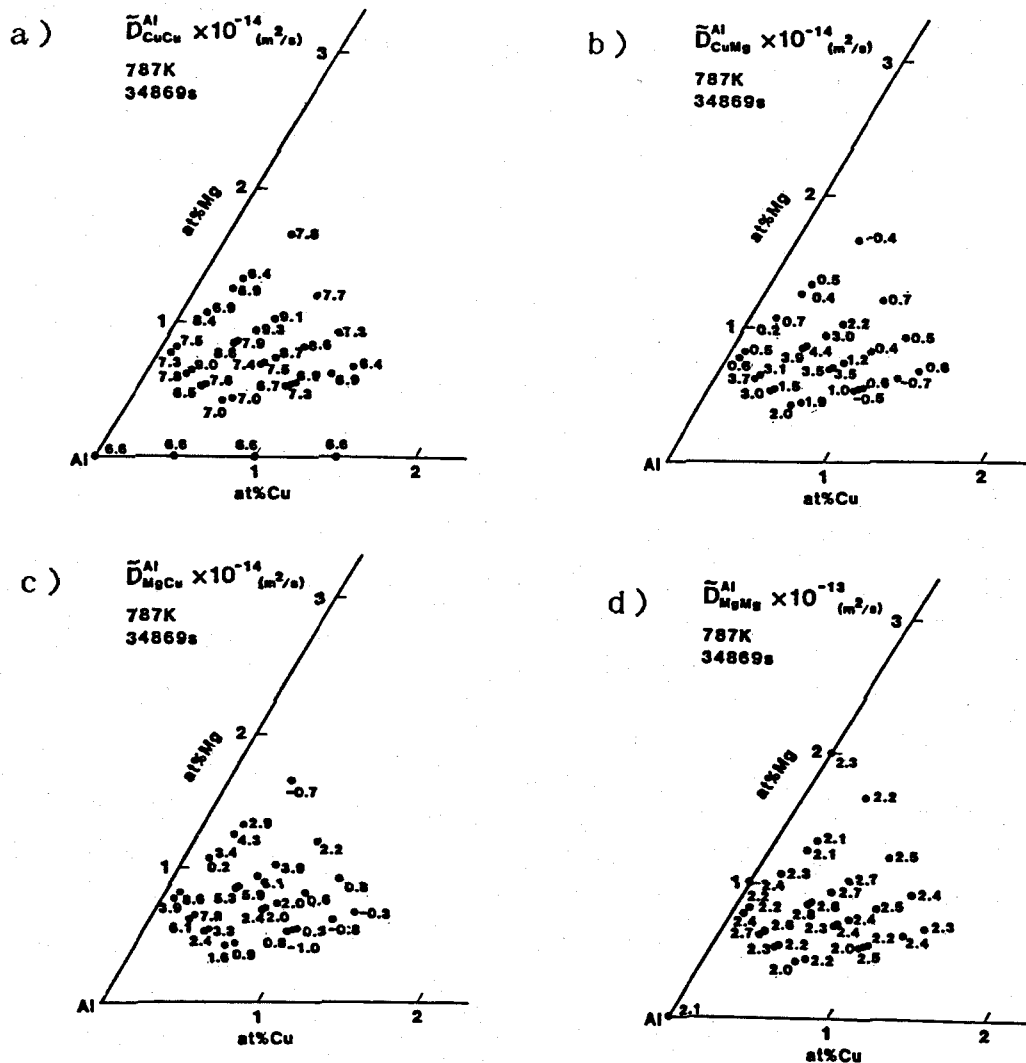


図5a), b), c), d) Al-Cu-Mg系の相互拡散係数の例
a) $\bar{D}_{CuCu}^{Al}$ b) $\bar{D}_{CuMg}^{Al}$ c) $\bar{D}_{MgCu}^{Al}$ d) $\bar{D}_{MgMg}^{Al}$

散の唯一の拡散係数である2元系相互拡散係数 $\tilde{D}$ に対応し密接に関係している。このことから3元系相互拡散の直接係数の濃度依存性も2元系相互拡散係数 $\tilde{D}_{i-j}$ とよく似た傾向を示すことが理解される。第2章で述べた様に2元系相互拡散係数 $\tilde{D}_{i-j}$ はA l - A g系においてA g濃度に対しては低下し、A l - C u系ではC u濃度に対してはあまり依存せず、A l - M gとA l - Z n系ではM gとZ n濃度に対して増加する傾向があった。このことは3元系相互拡散係数の直接係数においても同じで、 $\tilde{D}_{AgAg}^I$ はA g濃度と共に低下し、 $\tilde{D}_{CuCu}^I$ はC u濃度に対して依存性をほとんど示さず、 $\tilde{D}_{MgMg}^I$ と $\tilde{D}_{ZnZn}^I$ はM gとZ n濃度に対して増加していることよく一致している。

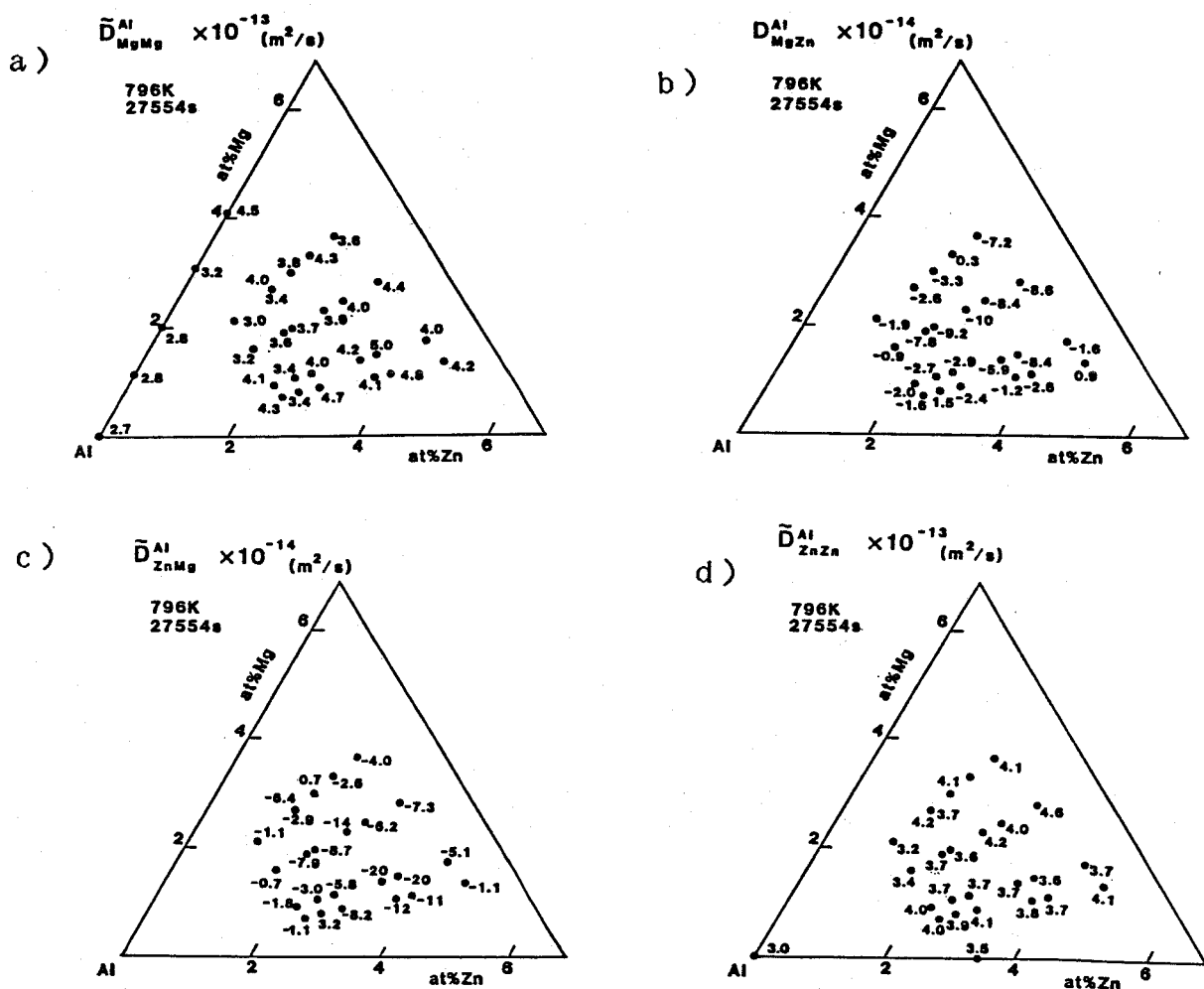


図6a),b),c),d) A l - M g - Z n系の相互拡散係数の例
a) $\tilde{D}_{MgMg}^I$ b) $\tilde{D}_{MgZn}^I$ c) $\tilde{D}_{ZnMg}^I$ d) $\tilde{D}_{ZnZn}^I$

一方、間接係数 $\tilde{D}_{ij}^I$ は i 濃度とともにその絶対値は大きくなっているが j 濃度にはほとんど依存していない。また $j \rightarrow 3$ 側に近くなると 0 に収束していくのがわかる。たとえば、 $Al-Ag-Zn$ 系では $\tilde{D}_{AgZn}^{Al}$ は Zn 濃度に対してほとんど変化せず Ag 濃度が低下すると減少し Ag 濃度が 0 のときすなわち 2 元系 $Al-Zn$ 側では 0 に近いものである。 $\tilde{D}_{AlAg}^{Zn}$ は Ag の濃度には変化せず Zn の濃度の減少につれて低下する。 $Al-Mg-Zn$ 系でも同様の傾向がみられる。 $Al-Cu-Mg$ 系では測定濃度領域が狭いために明確ではないがその傾向がみうけられる。このことは Shunck らが間接係数に対しては $j \rightarrow 3$ 側で 0 に収束すると提案している以下の式によりよく理解できる。

$$\lim_{C_i \rightarrow 0} \tilde{D}_{ij}^I = 0 \quad (5-7)$$

5-3-3 相互作用パラメーター

Kirkaldy ら [2] は、希薄固溶体中の直接係数と間接係数を Wagner の相互作用パラメーター $\varepsilon \{^j\}$ でもって関係づけている。

$$\tilde{D}_{ij}^I / \tilde{D}_{ji}^I = (1 + \varepsilon \{^j\}) C_i \quad (5-8)$$

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT (\ln C_i + \varepsilon \{^i\} C_i + \varepsilon \{^j\} C_j) \quad (5-9)$$

$$\varepsilon \{^j\} = \varepsilon \{^i\}, \quad (5-10)$$

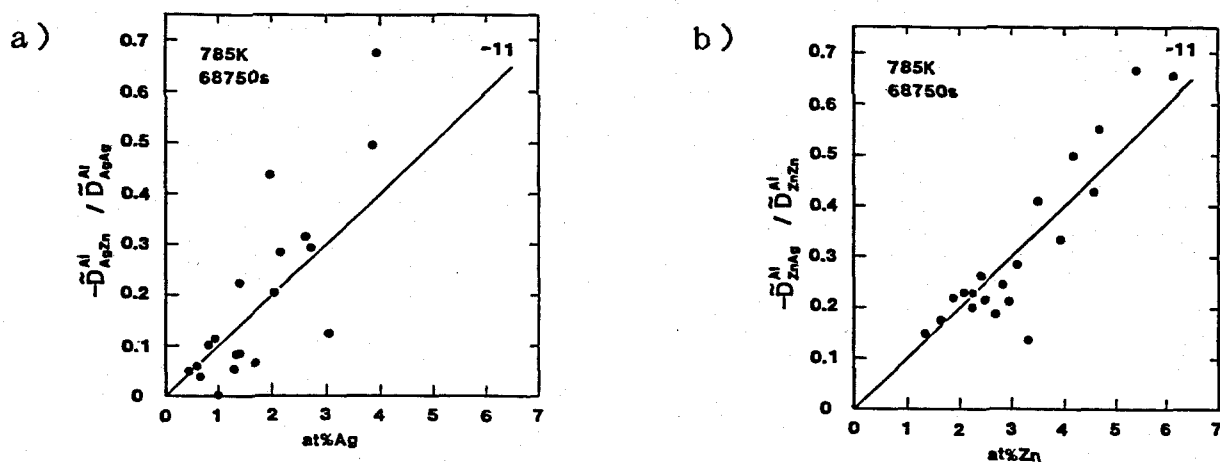


図7a), b) $Al-Ag-Zn$ 系の間接係数/直接係数の比と溶質濃度との関係の例

a) $\tilde{D}_{AgZn}^{Al} / \tilde{D}_{AgAg}^{Al}$, b) $\tilde{D}_{ZnAg}^{Al} / \tilde{D}_{ZnZn}^{Al}$

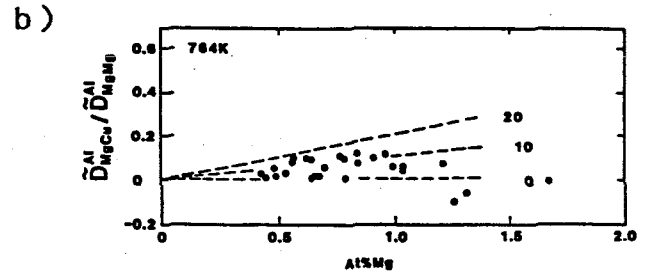
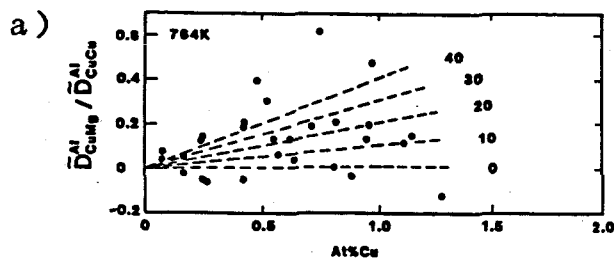


図8a),b) Al-Cu-Mg系の間接係数／直接係数の比と溶質濃度との関係の例

a) $\bar{D}_{CuMg}^{Al} / \bar{D}_{CuCu}^{Al}$, b) $\bar{D}_{MgCu}^{Al} / \bar{D}_{MgMg}^{Al}$

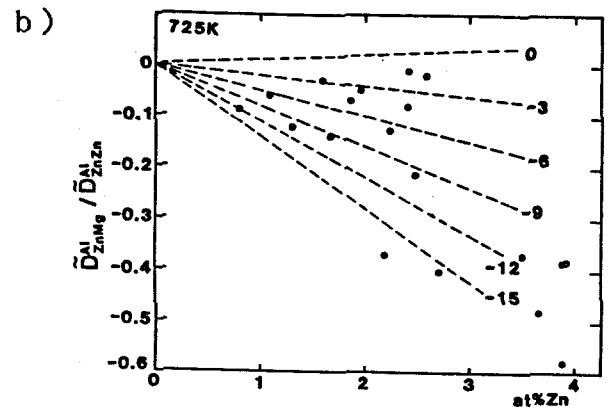
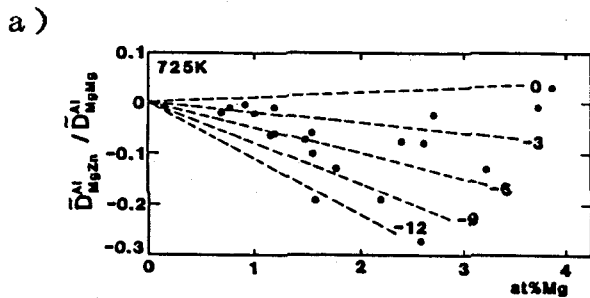


図9a),b) Al-Mg-Zn系の間接係数／直接係数の比と溶質濃度との関係の例

a) $\bar{D}_{MgZn}^{Al} / \bar{D}_{MgMg}^{Al}$, b) $\bar{D}_{ZnMg}^{Al} / \bar{D}_{ZnZn}^{Al}$

ここで μ_i は化学ポテンシャル、 R はガス定数、 T は温度である。図7, 8, 9にそれぞれの系の $\bar{D}_{ij}^i / \bar{D}_{ij}^j$ 値を溶質濃度と共に示す。 $\bar{D}_{ij}^i / \bar{D}_{ij}^j$ 値の絶対値は溶質濃度の増加に従って増えている傾向がみられる。 $\bar{D}_{ij}^i / \bar{D}_{ij}^j$ 値と溶質濃度 C_i の相関について t -検定を行いその相関の程度を調べた。その相関には高度の有意性があることがわかった。それらの相関より(5-8)式に従って相互作用パラメーターを決定した。それらの値を表5に示す。これらの相互作用パラメーターはAl-Ag-Zn系とAl-Mg-Zn系においては負値を、そしてAl-Cu-Mg系においては正值を示している。(5-10)式の等式は特にAl-Cu-Mg系で成立していないが、これは本研究の濃度が希薄固溶体が成立する濃度範囲を越えていることによるものであろう。 $\varepsilon^{(j)}$ 値の温度依存性はあまりみられないが、その絶対値はおおよそ5~20程度の大きさを示し、かなりの相互作用が原子間にあると考えられる。

表5 3元系相互拡散における相互作用パラメーター

Al-Ag-Zn system			Al-Cu-Mg system			Al-Mg-Zn system		
T (K)	$\epsilon_{Ag}^{(Zn)}$	$\epsilon_{Zn}^{(Ag)}$	T (K)	$\epsilon_{Cu}^{(Mg)}$	$\epsilon_{Mg}^{(Cu)}$	T (K)	$\epsilon_{Mg}^{(Zn)}$	$\epsilon_{Zn}^{(Mg)}$
765	~-11	~-10	764	~20	~10	703	~-5	~-6
785	~-11	~-11	787	~20	~10	725	~-5	~-5
796	~-9	~-12	804	~30	~10	755	~-5	~-8
808	~-11	~-9	820	~30	~10	796	~-6	~-8
832	~-11	~-9						

5-3-4 相互拡散係数の温度依存性

4つの相互拡散係数の温度依存性をそれぞれの系について図10, 11, 12に示す。ここでの相互拡散係数は各温度での平均値である。これら4つの係数は直線上にあり、Arrhenius 式を満足している。それらの活性化エネルギーと頻度因子を表6に示す。直接係数の活性化エネルギーは第2章で述べた2元系相互拡散係数の活性化エネルギーに近い。(5-1)と(5-6)式よりわかるように直接係数は2元系相互拡散係数に密接に関連していることによる。間接係数の活性化エネルギーは直接係数のそれによく一致している。こ

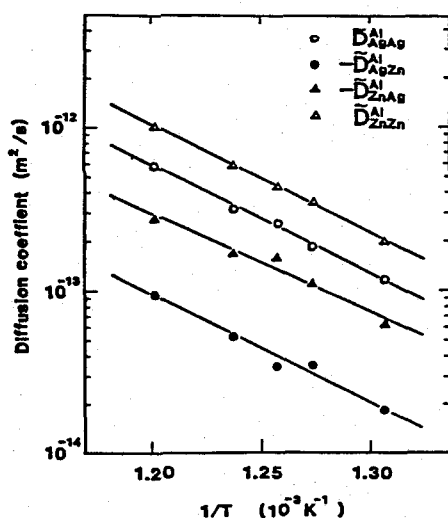


図10 Al-Ag-Zn系の相互拡散係数の温度依存性

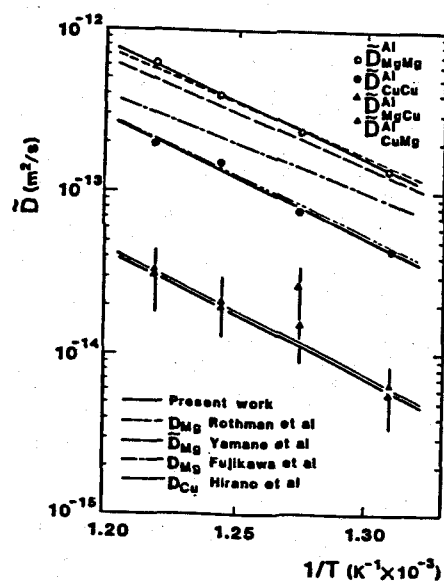


図11 Al-Cu-Mg系の相互拡散係数の温度依存性

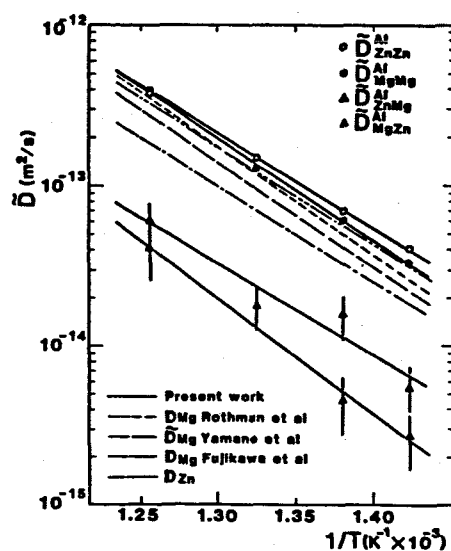


図12 Al-Mg-Zn系の相互拡散係数の温度依存性

表6 3元系Al-i-j系の相互拡散係数の活性化エネルギーと頻度因子

	Al-Ag-Zn system		Al-Cu-Mg system		Al-Mg-Zn system	
	Q (KJ/mol)	D ₀ (m²/s)	Q (KJ/mol)	D ₀ (m²/s)	Q (KJ/mol)	D ₀ (m²/s)
$\bar{D}_{Al}^{Al}$	126	4.8×10^{-5}	145	3.7×10^{-4}	123	4.4×10^{-5}
$\bar{D}_{Al}^{Mg}$	126	7.3×10^{-6}	151	1.4×10^{-4}	139	5.5×10^{-5}
$\bar{D}_{Al}^{Zn}$	115	4.9×10^{-6}	123	2.2×10^{-6}	109	8.2×10^{-7}
$\bar{D}_{Mg}^{Zn}$	128	1.1×10^{-4}	137	2.9×10^{-6}	114	1.2×10^{-5}

れは (5-8) 式において相互作用パラメーターにより間接係数と直接係数が関係づけられており、しかも上述したように相互作用パラメーターが温度依存性をもたないことから説明できることである。

5-3-5 濃度距離曲線と拡散路の計算

拡散の濃度距離曲線と拡散路の計算は拡散処理を含む工業技術において定量的に評価する場合には欠くことのできない重要な課題の1つである。相互拡散係数が濃度依存性を持つとき (5-1) 式は溶質成分1については、

$$\begin{aligned}\partial C_1 / \partial t &= \sum_{j=1}^2 \tilde{D}_{ij} (\partial^2 C_j / \partial x^2) + \sum_{j=1}^2 \partial \tilde{D}_{ij} / \partial X \cdot \partial C_j / \partial X \\ &\equiv f(C_1, C_2, X)\end{aligned}\quad (5-11)$$

と定義し、溶質成分2に対しても同様の定義を行う。(5-11)式の微分項は差分近似法により記述できる[15]。ある空間の点 x と時間の点 t における関数 u （ここでは C_1 に相当する）は $u_{l,m}$ によって表わすと

$$\partial^2 u / \partial X^2 = (u_{l+1,m} - 2u_{l,m} + u_{l-1,m}) / h^2 \quad (5-12)$$

$$\partial u / \partial X = (u_{l+1,m} - u_{l-1,m}) / (2h) \quad (5-13)$$

となる。(5-11)式の左の項($\partial C_1 / \partial t$)に対して精度を考慮して前進差分近似のかわりに計算精度のよい Runge-Kutta の方法を採用した。

$$K_{1m} = k \cdot f(u_l) \quad (5-14)$$

$$K_{2m} = k \cdot f(u_l + K_{1m} / 2) \quad (5-15)$$

$$K_{3m} = k \cdot f(u_l + K_{2m} / 2) \quad (5-16)$$

$$K_{4m} = k \cdot f(u_l + K_{3m} / 2) \quad (5-17)$$

$$u_{l,m+1} = u_{l,m} + (K_{1m} + 2K_{2m} + 2K_{3m} + K_{4m}) / 6 \quad (5-18)$$

ここで h と k は距離と時間の増分であり、 l と m は整数($x = l h$, $t = m k$)である。計算の手順としては、相互拡散係数 $\tilde{D}_{ij}$ は濃度依存性を適切に表わした濃度 C_i の多項式として記述し、(5-11)から(5-17)式を(5-18)式に代入する。本研究では相互拡散係数を $D = a C_1 C_2 + b C_1 + c C_2 + d$ と表わすことにする。(5-18)式の陽解式からコンピュータにより濃度距離曲線と拡散路を計算することができる。

比較のため、(5-1)式の解において相互拡散係数の濃度依存性を考慮していない解析解を示す。この解析解は Fujita ら[8]と Kirkaldy [16]によって報告されているものである。

$$\begin{aligned}C_1 &= a_1 \operatorname{erf}(\lambda / (2\alpha^{1/2})) + b_1 \operatorname{erf}(\lambda / (2\beta^{1/2})) + c_1, \\ &(\lambda = X / t^{1/2})\end{aligned}\quad (5-19)$$

$$\begin{aligned}a_1 &= (\tilde{D}_{ij}(C_{10} - C_{11}) - ((\tilde{D}_{ij} - \tilde{D}_{ji}) - D)(C_{10} - C_{11}) / 2) \\ &\quad / (2D)\end{aligned}\quad (5-20)$$

$$b_1 = (C_{10} - C_{11}) / 2 - a_1 \quad (5-21)$$

$$c_1 = (C_{10} - C_{11}) / 2 \quad (5-22)$$

$$\alpha = (\bar{D}_{11}^3 + \bar{D}_{12}^3 + D) / 2 \quad (5-23)$$

$$\beta = (\bar{D}_{11}^3 + \bar{D}_{12}^3 - D) / 2 \quad (5-24)$$

$$D = ((\bar{D}_{11}^3 - \bar{D}_{12}^3)^2 + 4 \bar{D}_{11}^3 \bar{D}_{12}^3)^{1/2} \quad (5-25)$$

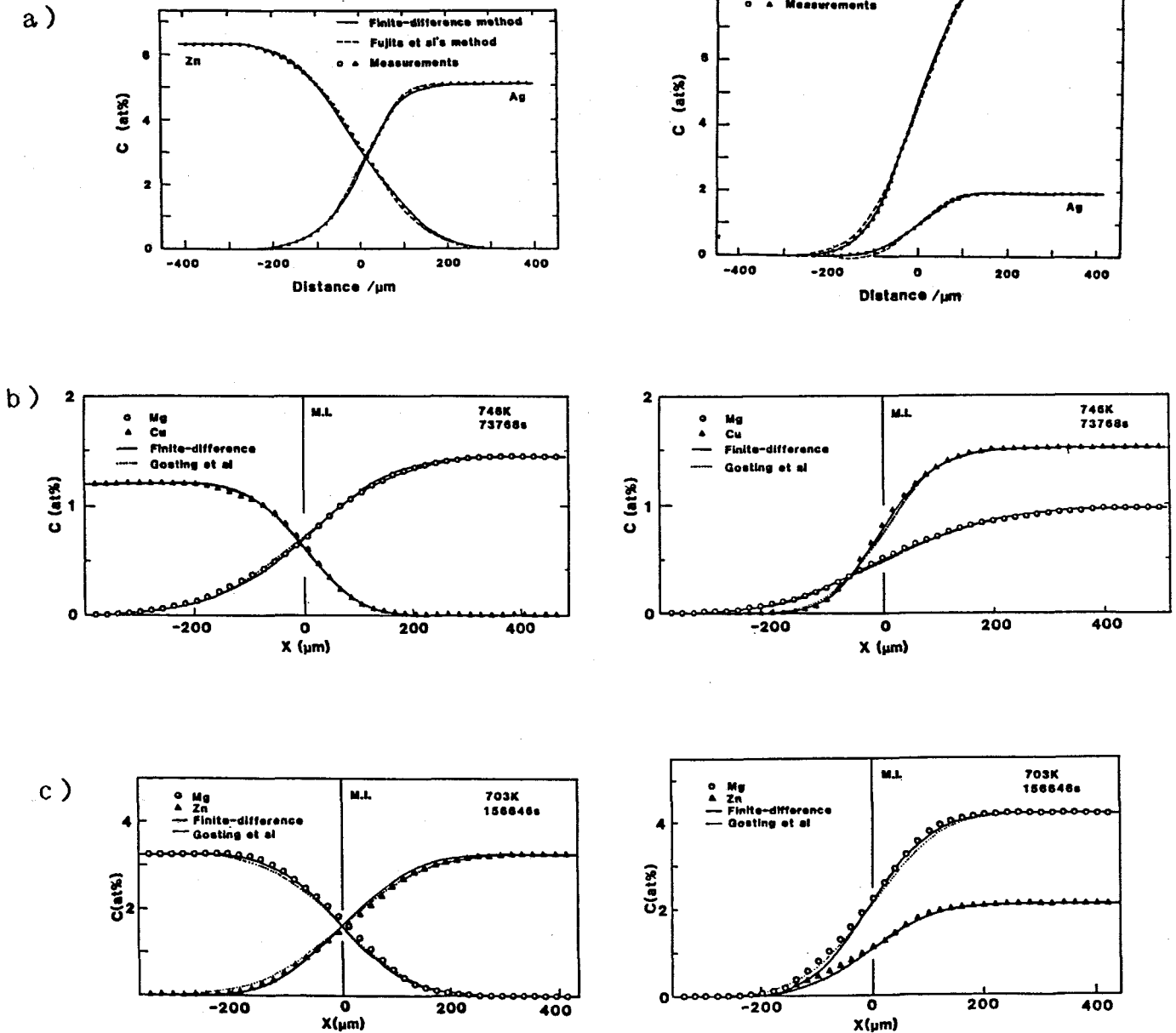


図13 a), b), c) 計算による濃度距離曲線と実測値の比較の例

a) Al-Ag-Zn系 b) Al-Cu-Mg系 c) Al-Mg-Zn系

ここで C_1 に対する初期と境界条件は

$$C_1(X, 0) = C_{11}, \quad X < 0 \quad (5-26)$$

$$C_1(X, 0) = C_{10}, \quad X > 0 \quad (5-27)$$

$$\lim_{X \rightarrow -\infty} C_1(X, t) = C_{11} \quad (5-28)$$

$$\lim_{X \rightarrow \infty} C_1(X, t) = C_{10} \quad (5-29)$$

(5-18) と (5-19) 式によって計算した濃度距離曲線と拡散路を図 1 3 a), b), c) と 1 4 a), b), c) にそれぞれの系について示す。表 7 に計算に用いた数値を示す。これらの図では計算値と実験値とを比較するために重ね合した。すべての系で計算値と実験値はよい一致をしているが、Al-Ag-Zn系においては (5-19) 式で計算した値の中に負値を A l の

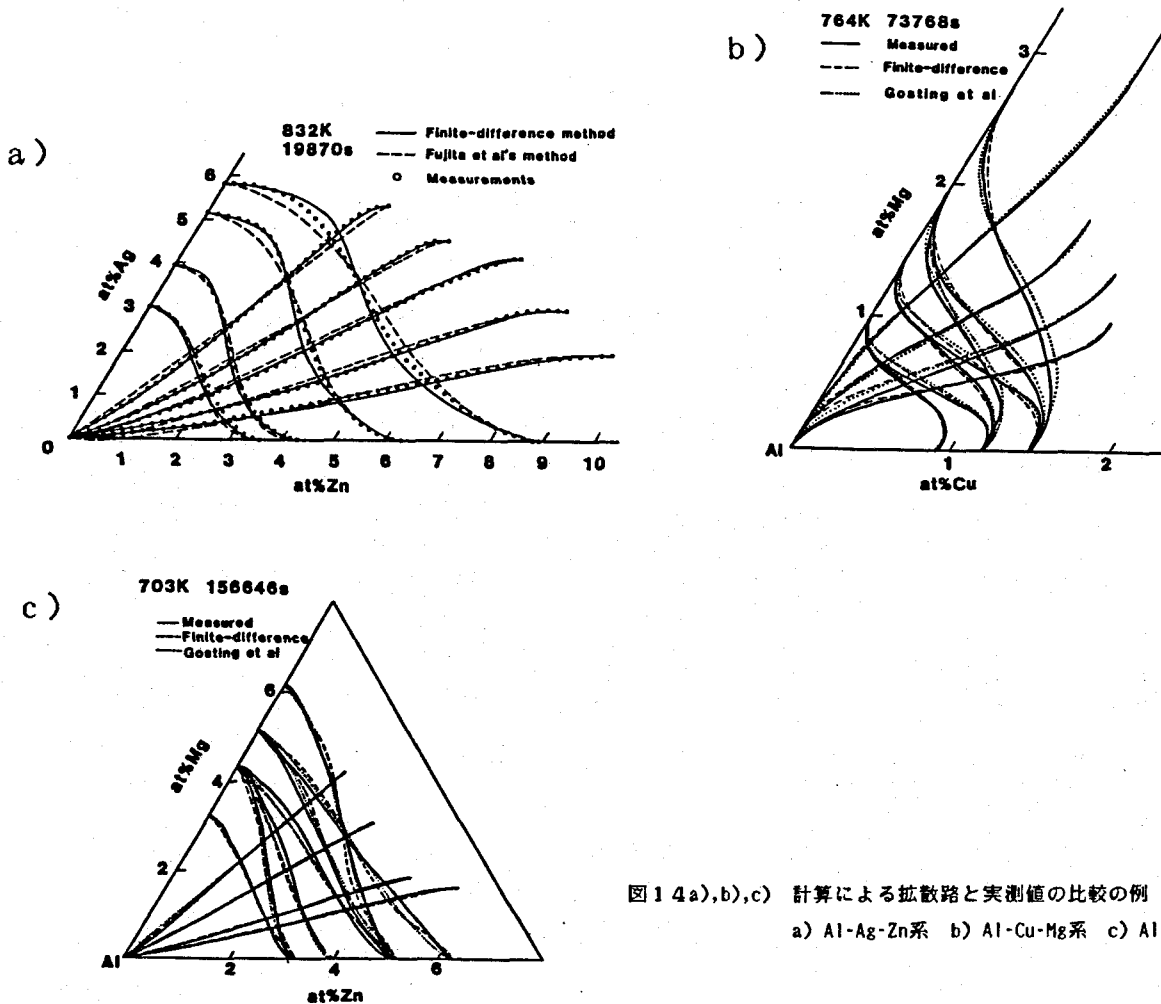


図 1 4 a), b), c) 計算による拡散路と実測値の比較の例
a) Al-Ag-Zn系 b) Al-Cu-Mg系 c) Al-Mg-Zn系

低濃度領域で示した。図 1 3a)の濃度距離曲線において A g の曲線が A l 側にて負値を示し図 1 4a)の拡散路においては 3 元系組成図の外に拡散路が出ているのがそれである。濃度依存性を考慮した差分法においてはその負値は算出されなかった。Castleman [17-19] は (5-19)式にて計算するとき拡散係数のある組み合わせが物理的に許されない負値を導くと指摘している。さらに Roper ら[7] は 4 つの拡散係数を定数とすることによりその負値が現われるとしている。この様に実際には現われてはいけな濃度の負値が Fujita らの計算方法による計算において算出されることはその計算方法が拡散係数の濃度依存性を無視したことによることであることは疑いのないところである。拡散係数の濃度依存性が大きく、計算を行う濃度領域が広いとき、拡散路と濃度距離曲線を計算するには拡散係数の濃度依存性を考慮した差分法による数値計算法は有効な手段であるといえる。

表 7 濃度距離曲線と拡散路の計算に用いた数値
($D = a C_1 C_2 + b C_1 + c C_2 + d$)

T (K)		Mean values	a	b	c	d	ϵ
832	$\bar{D}_{AgZn}$	5.8×10^{-13}	-300	-60	50	5.7	-11
	$\bar{D}_{AlZn}$	1.0×10^{-12}	300	130	40	6.7	
764	$\bar{D}_{AlCu}$	4.4×10^{-14}	450	10	7	0.3	15.7
	$\bar{D}_{AlMg}$	1.4×10^{-13}	-720	25	13	12	
703	$\bar{D}_{AlMg}$	3.3×10^{-14}	280	-0.8	-1	-0.3	-5
	$\bar{D}_{AlZn}$	4.0×10^{-14}	-30	5	2	0.2	

5-4 まとめ

(1) Al-Ag-Zn, Al-Cu-Mg, Al-Mg-Zn系の α 固溶体中の3元系相互拡散を研究し4つの相互拡散係数を決定した。

(2) 3元系相互拡散係数の濃度依存性を Shunck の関係式と2元系相互拡散係数から検討した。さらに直接係数と間接係数の比から Kirkaldy の式より相互作用パラメーターを算出した。

(3) 3元系相互拡散係数の温度依存性を明らかにした。

(4) 3元系相互拡散の拡散路と濃度距離曲線の差分法による計算方法を示し、拡散係数の濃度依存性を考慮した差分法が拡散係数の濃度依存性が大きく、計算を行う濃度領域が広いときには有効な手段であることを示した。

5-5 参考文献

- [1] J.S.Kirkaldy, R.J.Brigham and D.H.Weichert, *Acta Met.*, 13 (1965) 907.
- [2] J.S.Kirkaldy, Zia-Ul-Haq and L.C.Brown, *Trans.ASM*, 56 (1963) 834.
- [3] J.Crank, "The Mathematics of Diffusion", Clarendon Press, Oxford, (1956) p.137.
- [4] C.C.Wan and R.T.Dehoff, *Acta Met.*, 25 (1977) 287.
- [5] A.G.Guy, V.Leroy and T.B.Lindemer, *Trans.ASM*, 59 (1966) 517.
- [6] M.A.Dayananda and C.W.Kim, *Scripta Met.*, 16 (1982) 815.
- [7] G.W.Roper and D.P.Whittle, *Met.Sci.*, 14 (1980) 541.
- [8] H.Fujita and L.J.Gosting, *J.Amer.Chem.Soc.*, 78 (1956) 1099.
- [9] L.F.Mondolfo, "Aluminum Alloys : Structure & Properties", Butterworths, London, (1976).
- [10] T.R.Heyward and J.I.Goldstein, *Met.Trans.*, 4 (1973) 2335.
- [11] J.S.Kirkaldy, *Can.J.Phys.*, 35 (1957) 435.
- [12] A.Brunsch and S.Steeb, *Z.Metallkunde*, 65 (1974) 765.
- [13] T.O.Ziebold and R.E.Ogilvie, *Trans.Met.Soc.AIME*, 239 (1967) 942.
- [14] F.O.Shunck and H.L.Toor, *J.Phys.Chem.*, 67 (1963) 540.
- [15] 山田幾穂著, "化学工学のための数値計算法", 槇書店, 東京, (1981) p.129.
- [16] J.S.Kirkaldy, *Can.J.Phys.*, 36 (1958) 899.
- [17] L.S.Castleman and H.A.Froot, *Acta Met.*, 12 (1964) 15.
- [18] L.S.Castleman, *Acta Met.*, 14 (1966) 554.
- [19] L.S.Castleman and G.F.Johnson, *Met.Trans.*, 1 (1970) 1669.

6章 高圧力下のアルミニウム合金の相互拡散

6-1 緒言

アルミニウム、及びその合金中の拡散は空孔を媒介とする拡散機構で生じることは明らかであるが、拡散への単空孔と複空孔の寄与の程度については議論の多いところである[1]。Al原子の自己拡散係数の Arrhenius プロットは約770 K付近の温度で曲りを生じその曲りが存在するとして Seeger ら[2] は高温度で複空孔の大きな寄与があると述べ、また一方、Gilder ら[3] と Stoebe ら[4] は単空孔の形成および移動のエンタルピーが温度依存性をもつという立場よりその曲りを説明している。これらに対し、アルミニウム中の不純物拡散については Peterson ら[5] と Hirano ら[6] の低温度から高温度にわたる精度よい測定による不純物拡散係数の Arrhenius プロットは曲りが示されず複空孔の寄与が小さいことを示唆している。以上のような単空孔と複空孔の拡散に対する寄与について情報を与える実験方法の1つは高圧力の拡散への影響を測定することである[7]。拡散係数の圧力依存性より拡散に寄与する空孔の活性化体積が得られ、その大きさより単空孔と複空孔の寄与の程度が判別されうる。Alの自己拡散の活性化体積[8-18]は実験や理論的手法により数多く得られてはいるが互いにそれらは一致せず定まった見解はない。一方、Al中のAg[5,19-22], Mg[22-25], Zn[5,22,26-32]原子の拡散に関してはトレーサー法と相互拡散法により常圧力下で報告されてはいるが高圧力下の相互拡散についての報告は全たない。さらに熱力学的および電子論的考察により拡散機構を推定できる活性化体積についても同様に報告はない。

本研究の目的は、Alの自己拡散の Arrhenius プロットが曲りを示す約770 K以上の温度域においてAl中のAg, Mg, Znの相互拡散への高圧力の影響を測定し、その活性化体積よりAl中の不純物原子の拡散機構について検討する。

6-2 実験方法

6-2-1 拡散対の作製

99.996%Al、99.999%Ag、99.996%Mgと99.99%Znの純金属より大気溶解にて2.07at%Ag、4.06at%Mg、3.5at%Znを含むアルミニウム合金を得た。これらの合金を793Kで345.6ksの間にて均一化焼鈍した。これらの合金から9mm×9mm×60mmの大きさの合金棒を切り出した。一方、30mm×30mm×60mmの大きさをもつ99.996%Al塊の中央に9mm×9mm×60mmの穴を空けた。それらのAl塊の穴と合金棒の表面を研磨し王水で軽く酸洗した。Al塊の穴に合金棒を挿入し、573Kで10分間加熱後型圧延を行い、室温での線引によりφ4mmの線材に仕上げた。その線材を5mm長さに切断し高圧力用拡散対とした。大気圧用拡散対は第2章の実験方法で述べたものと同じである。

EPMAによりそれらの拡散対の接合する際に生じた拡散の程度を確かめた。接合処理中の拡散量は非常に少なく、後に行う拡散焼鈍処理による拡散量に比べて無視できる程度であった。

6-2-2 拡散焼鈍

大気圧力下での拡散焼鈍の条件は第2章でのものと同様である。高圧力下での拡散焼鈍の条件を表1に示す。高圧力は1200tプレス機をもつ立方体WCアンビル型高圧力発生装置により拡散対に加圧した。図1に高圧力発生装置を示す。45°の角度をもつ4つ

表1. 高圧力下の拡散焼鈍条件

Al-Ag			Al-Mg			Al-Zn		
P (GPa)	T (K)	t (ks)	P (GPa)	T (K)	t (ks)	P (GPa)	T (K)	t (ks)
2.33	892	3.5	2.39	843	3.6	2.15	845	7.2
2.43	862	7.2	2.31	812	7.2	2.10	804	14.4
2.34	829	14.4	2.36	779	14.4	2.23	764	28.8
2.38	783	28.8	2.20	732	28.8	2.04	723	57.6
3.24	897	7.2	3.37	877	3.6	3.26	881	7.2
3.24	867	14.3	3.36	848	7.2	3.05	849	14.4
3.19	834	28.8	3.45	818	14.4	3.17	809	28.8
3.14	789	24.7	3.36	783	28.8	2.82	767	57.6
			3.38	737	57.6			

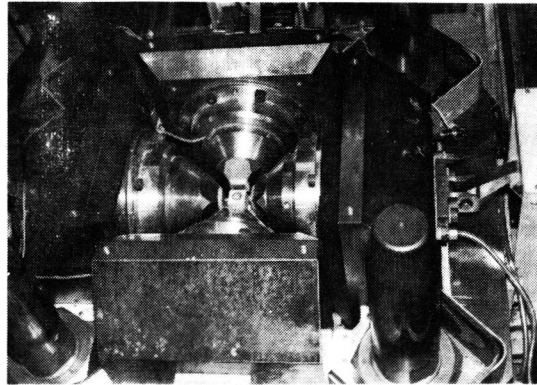
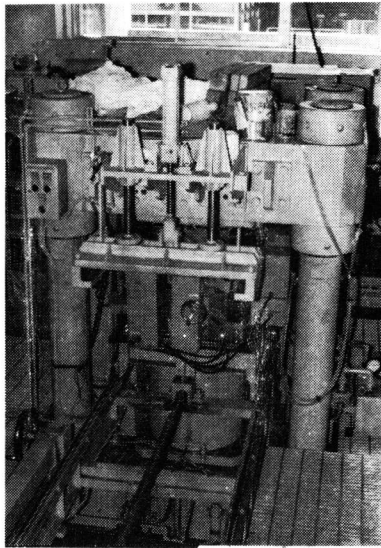


図1 高圧力発生装置

のWCアンビルと上下1対のガイドブロックをもつ2つのWCアンビルから構成されている。水平に置かれた4つのアンビルは上下2つのアンビルの上下方向の圧縮移動により試料に向う等価な力と移動量で試料に作用する。このようにこの装置は3軸方向より試料に加圧する構造を持つため高圧力でしかも静水圧力を発生する。さらに拡散対は図2に示すように熱的に安定で優れた潤滑作用をもつボロンナイトライド (BN) で包んだ。立方体の

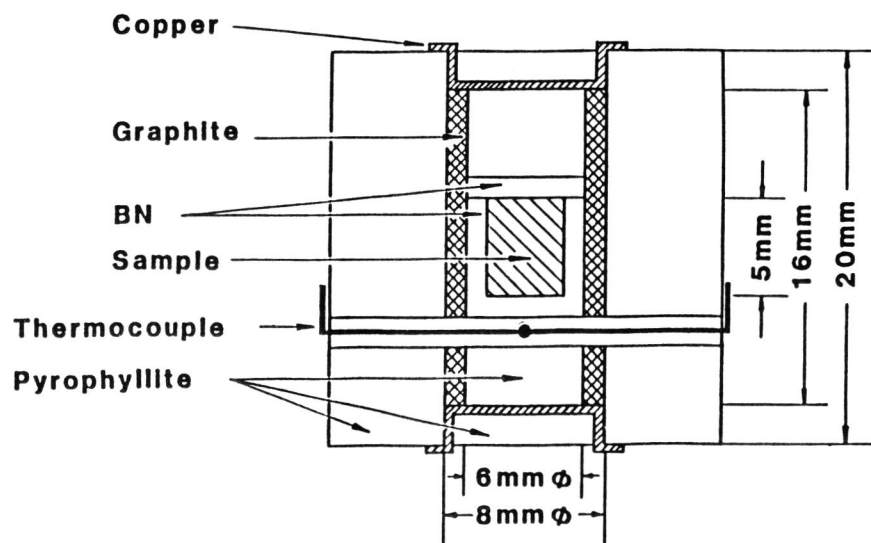


図2 高圧力用試料セル

パイロフィライト ($\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$) は圧力媒体とガスケットの役目を果す。高圧力を拡散対に加えた後、グラファイトヒーターに通電し拡散対を加熱した。拡散対の温度は拡散対に隣接した熱電対により測定した。所定の拡散温度には60秒以内で昇温し、その冷却は10秒以内で行った。拡散温度を $\pm 1.5 \text{ K}$ 以内で制御した。熱電対の熱起電力の圧力補正は Hannemann ら [33] と同様の方法に従った。高圧力補正は $\text{Bi I} \rightarrow \text{II}$ 転移 (2.55 GPa) と $\text{Bi II} \rightarrow \text{III}$ 転移 (2.70 GPa) の圧力定点により行った。

6-2-3 濃度距離曲線と拡散係数

拡散焼鈍後、拡散対の酸化、蒸発、表面拡散の影響部を切断と研磨により取り去った。拡散対は樹脂に埋め込んだ後、拡散方向と平行に研磨し $0.3 \mu\text{m}$ アルミナ粉により仕上げた。拡散対の濃度-距離曲線は EPMA により測定した。その特性 X 線強度は第2, 3, 4章と同様の ZAF 法により濃度に変換した。相互拡散係数は濃度距離曲線から第2章で述べた Matano の方法と Hall の方法により決定した。

6-3 結果と考察

1例として図3に大気圧力で拡散温度 846 K 、拡散時間 25.2 ks の拡散焼鈍と 2.4 GPa の圧力で 862 K 、 7.2 ks の拡散焼鈍した $\text{Al}-\text{Ag}$ 系の拡散対の濃度距離曲線を示す。拡散距離は高圧力により短くなり相互拡散が圧力により抑制されているの

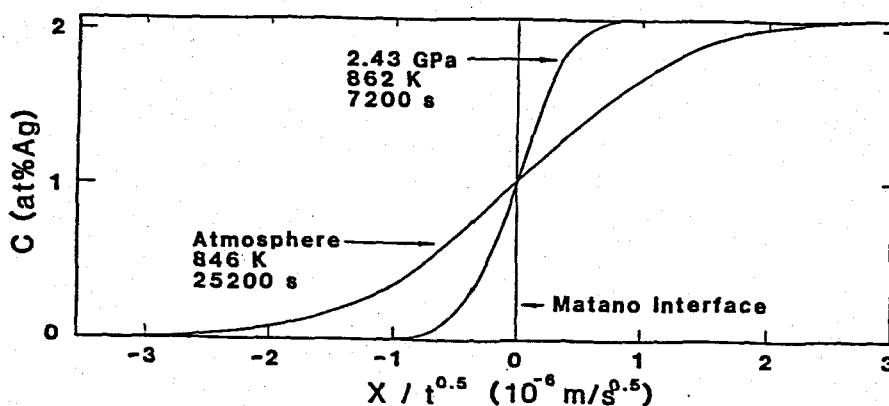


図3 高圧力下の拡散の濃度距離曲線の例 ($\text{Al}-\text{Ag}$ 系)

がわかる。Al-MgとAl-Zn系においても同様の傾向がみられた。それらの濃度距離曲線より得た相互拡散係数 $\tilde{D}$ から所定の圧力での相互拡散係数を算出した。例として、Al-Ag系の相互拡散係数の濃度依存性を図4に示す。その濃度依存性は第2章に示した大気圧力下の相互拡散係数が濃度と共に低下することと一致している。他のAl-Mg系とAl-Zn系においても大気圧力下の相互拡散係数と同様の傾向であった。

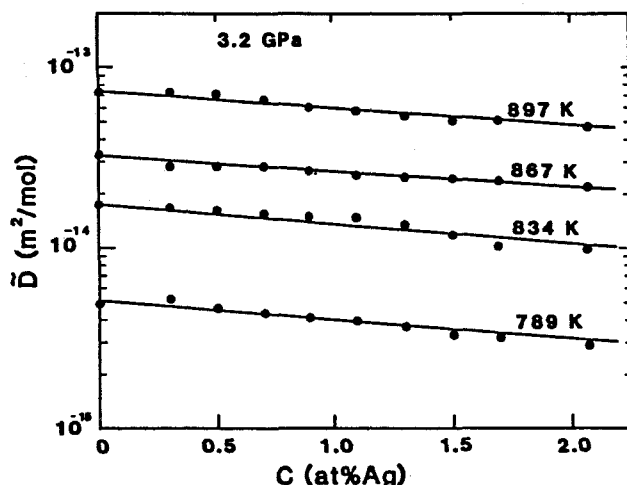


図4 高圧力下の相互拡散係数の濃度依存性の例 (Al-Ag系)

図5a), b), c)にAl-Ag系、Al-Mg系、Al-Zn系の0at%での拡散係数の温度依存性をそれぞれ示す。ここで0GPaでの拡散係数は第2章で示したものである。常圧力下の拡散係数に比べて高圧力下の拡散係数は低下しているが、常圧力下と高圧力下の拡散係数は極めてよい直線性を示している。それらの活性化エネルギー Q と振動数項 D_0 を表2に示す。 Q と D_0 の濃度による変化はほとんど見られないが、特に Q の圧力依存性は大きい。図6a), b), c)に Q の圧力依存性をそれぞれ示す。 Q は圧力 P に対して1次的に増大している。圧力 P 下の拡散係数 $D(P)$ と活性化エネルギー $Q(P)$ は活性化体積により、

$$D(P) = D(0) \exp(-P\Delta V/RT) \quad (6-1)$$

$$Q(P) = Q(0) + P\Delta V \quad (6-2)$$

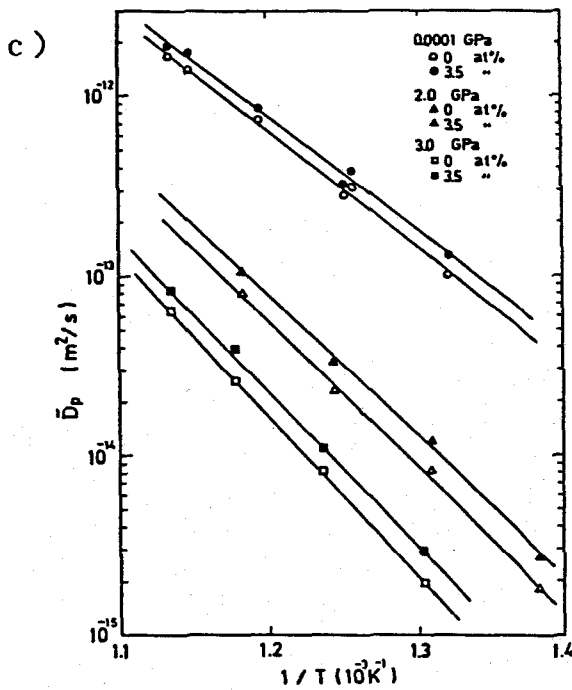
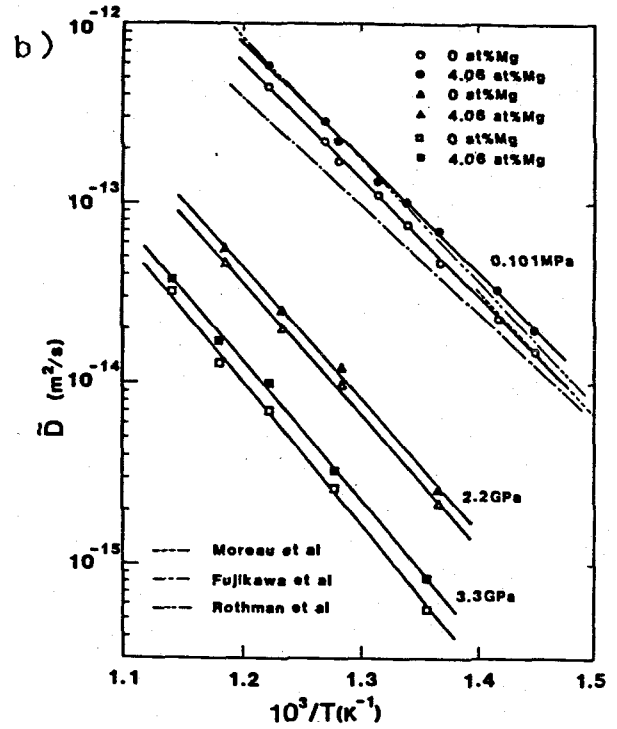
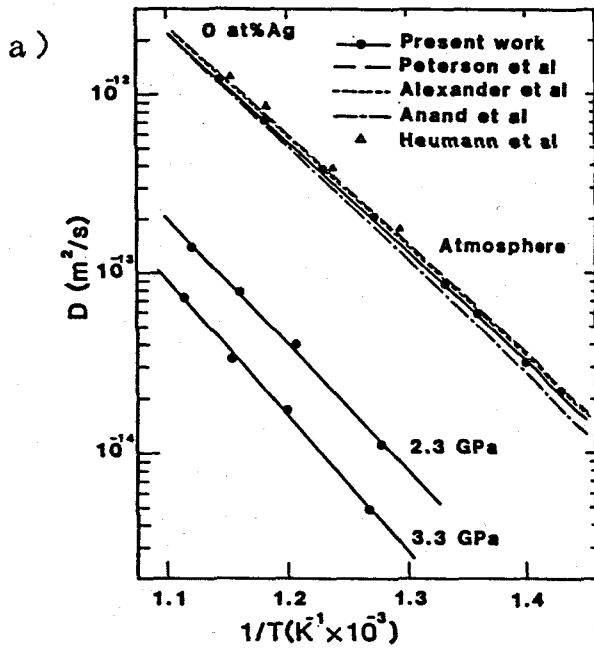


図5a)-c) 高圧力下の相互拡散係数の温度依存性
a) Al-Ag系 b) Al-Mg系 c) Al-Zn系

と表わされる [7]。ここで $D(0)$ と $Q(0)$ は圧力0での拡散係数と活性化エネルギーである。活性化体積 ΔV とは原子が完全結晶中の正常な位置から saddle point の位置 (拡散の活性化状態) にジャンプするときの結晶の体積膨張量に相当する。(6-2)式で示

表2. 高圧力下のアルミニウム中の拡散の活性化エネルギーと頻度因子

System	P (GPa)	Q (kJ/mol)	D_0 ($10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$)
Al-Ag	0	118	1.3
	2.3	134	1.1
	3.2	144	1.7
Al-Mg	0	125	4.2
	2.2	139	1.9
	3.3	151	3.0
Al-Zn	0	124	4.1
	2.0	156	31.7
	3.0	172	99.2

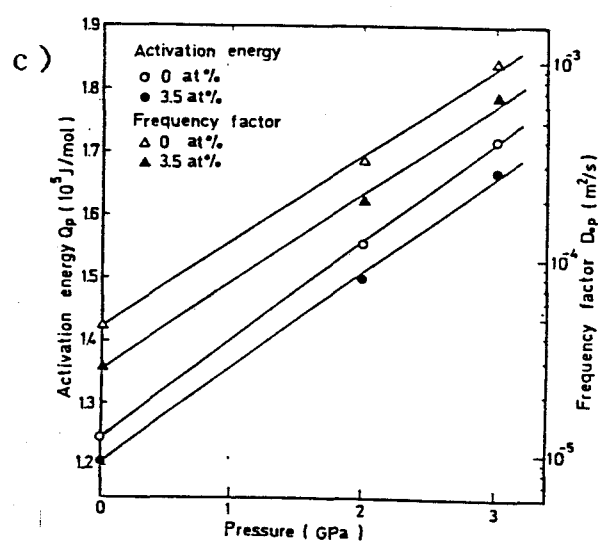
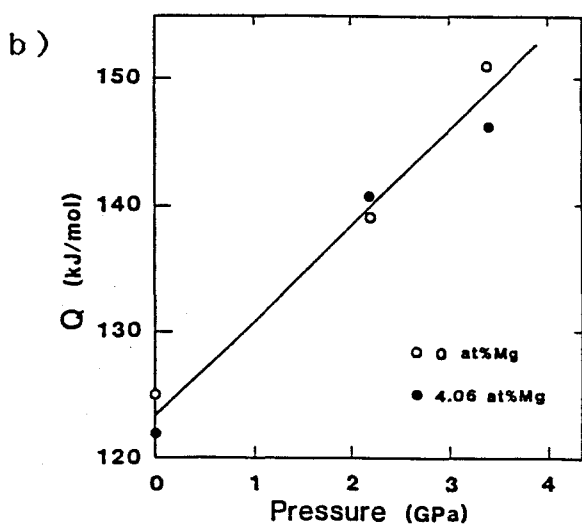
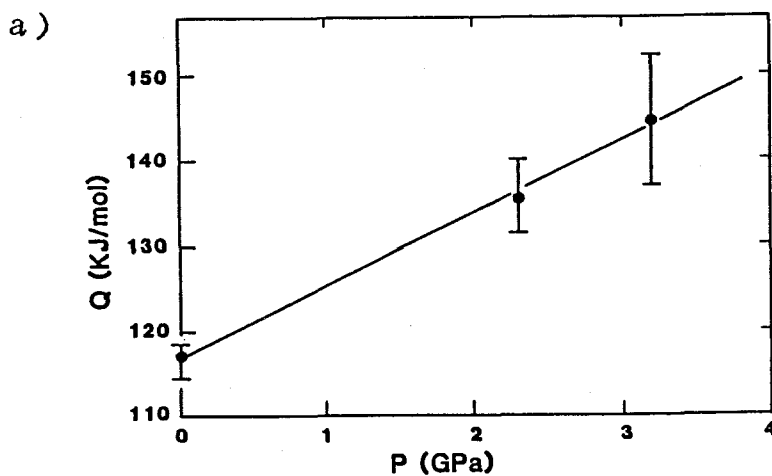


図6a)-c) 相互拡散の活性化エネルギーの圧力依存性

a) Al-Ag系 b) Al-Mg系 c) Al-Zn系

されるように圧力P下の活性化エネルギー $Q(P)$ は圧力0下の $Q(0)$ よりも $P\Delta V$ 量だけ大きくなる。これは高圧力下で拡散に寄与する空孔の形成が困難となりその分だけ更に形成エネルギーを必要とし、同様に原子が saddle point にジャンプする際の移動エネルギーも増大することによるものである。

Nachtrieb ら [34] は自己拡散に対して金属の融点と拡散係数を関係づける式を与えている。

$$d(\ln D)/d(T_m/T) = -\Delta H/(RT_m) = \text{const.} \quad (6-3)$$

ここで T_m は金属の融点であり、 ΔH は活性化エンタルピーである。Al中の不純物拡散に対してこの式を適用した結果を図7に示す。ここで T_m の値として Jayaraman [35] による高圧力下の純Alの融点を採用した。(6-3)式はAl中のAg, Mg, Znの拡散係数に対してよい直線性を示し、const.として -17.3 の値を与えた。Braune [36] と Liempt [37] は Lindeman の理論を用いて、活性化エネルギーが融点に比例していることを示している。

$$\Delta H(P)/T_m(P) = \Delta H(0)/T_m(0) \quad (6-4)$$

ここで $\Delta H(P)$ と $T_m(P)$ は圧力Pにおける溶媒原子の ΔH と T_m である。この(6-4)

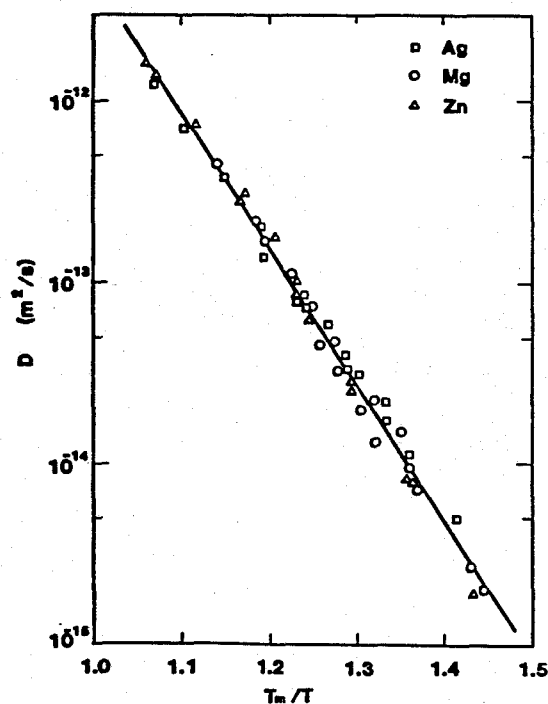


図7 相互拡散係数とパラメーター T_m/T との関係

式より常圧力下のA lの自己拡散の活性化エネルギー(145kJ/mol)とA lの融点(933K)から-17.4が計算される。この値と本研究の実験値とは非常によく一致している。また、Liempt [38] は

$$\Delta H = 32 T_m \quad (6-5)$$

と指摘していることから(6-3)式のconst.を計算すると-16.1となる。この計算値も実験値とは比較的によく一致しているといえる。これらのことは高圧力下においても拡散現象が融点と密接に関係していることを示している。もし拡散が空孔拡散機構でおこり融点において空孔濃度や振動数が圧力に依存しない、すなわちどのような圧力においても融点における空孔濃度と振動数が変化しないと考えるなら、(6-3)や(6-4)式のような関係式が成立しうるものであるかもしれない。

温度Tにおける拡散の活性化体積は拡散係数の圧力依存性から決定することができる。Adda ら [39] によると相互拡散の活性化体積 $\Delta \bar{V}$ は

$$\Delta \bar{V} = -RT \partial (\ln \bar{D}) / \partial P \quad (6-6)$$

である。図8a),b),c)に拡散係数の圧力依存性をそれぞれの系について示す。その拡散係数は表2のQと D_0 を用いて算出した。(6-6)式に従って拡散係数の対数は圧力と共に直線的に低下している。その傾きより活性化体積 $\Delta \bar{V}$ を決定した。さらに Jeffery ら [40] はトレーサー拡散係数 $D^{\dagger}$ の活性化体積 $\Delta V^{\dagger}$ を、

$$\Delta V^{\dagger} = -RT \partial (\ln D^{\dagger}) / \partial P + r_G K_T R T \quad (6-7)$$

と与えている。ここで r_G は Grueneisen 定数、 K_T は圧縮率である。(2-6)式より $N_i = 0$ では $D^{\dagger} = \bar{D}$ なので、

$$\Delta V^{\dagger} = \Delta \bar{V} + r_G K_T R T \quad (6-8)$$

と相互拡散とトレーサー拡散の活性化体積を関係づけることができる。(6-8)式により相互拡散の活性化体積 $\Delta \bar{V}$ と r_G と K_T からトレーサー拡散の活性化体積 $\Delta V^{\dagger}$ を計算できる。それらの値を表3に示す。

自己拡散と不純物拡散の活性化体積の差は静電モデル理論を高圧力下の拡散現象に拡張することにより計算することができる。静電モデル理論とは Lazarus [41] が提案し、LeClaire [42] により改良された不純物拡散と自己拡散の活性化エネルギーの差を計算する理論である。拡散が空孔媒介機構で生じるとき空孔と不純物原子のまわりの静電ポテン

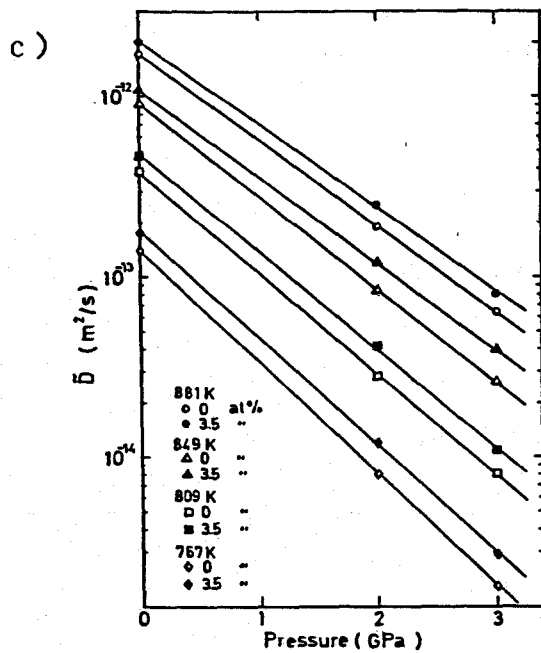
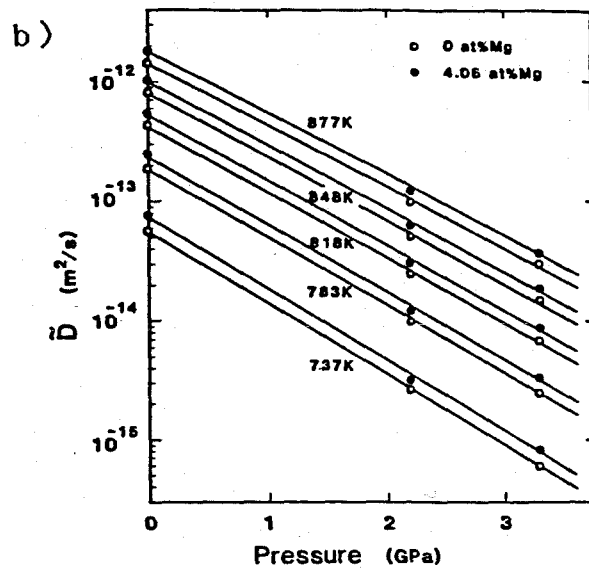
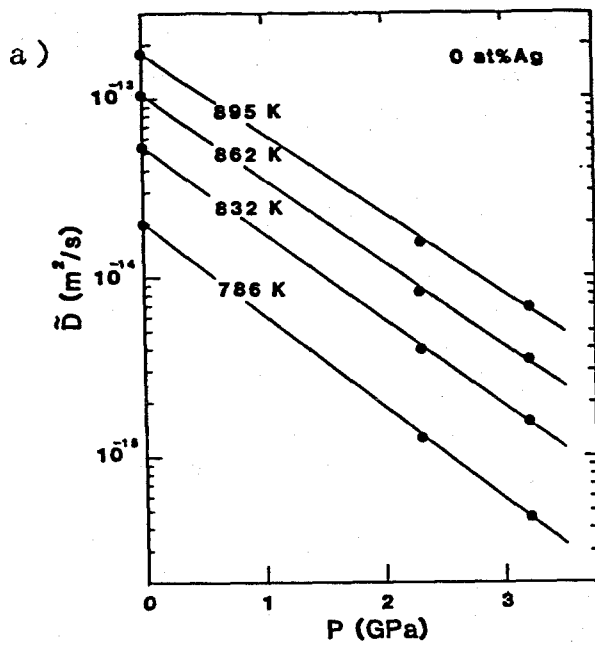


図8a)-c) 相互拡散係数の圧力依存性

a) Al-Ag系 b) Al-Mg系 c) Al-Zn系

シャルとの相互作用を考慮する方法である。溶媒金属中の空孔は溶媒原子の原子価を Z_0 とすると $-Z_0 e$ をもつ点電荷と考えられ、不純物原子の原子価を Z_2 とすると溶媒中の不純物原子は $Z e = (Z_2 - Z_0) e$ という点電荷となる。しかし、これらの点電荷は遮蔽効果により伝導電子に囲まれてしまう。遮蔽された点電荷の周囲における静電ポテンシャル

表3. アルミニウム中の不純物拡散の活性化体積の計算値と実測値

元素	ΔV ($10^{-6}\text{m}^3/\text{mol}$)		$\Delta(\Delta V)$ ($10^{-6}\text{m}^3/\text{mol}$)	α_0	ϕ
	実測値	計算値			
Ag	8.0~8.1	7.8	-0.81	2.80 [32]	0.12 [32]
		8.0	-0.61	1.99 [45]	0.18 [45]
Mg	8.8~9.0	8.1	-0.50	1.20 [32]	0.66 [32]
		8.4	-0.19	1.02 [45]	2.10 [45]
Zn	8.4~9.4	8.4	-0.23	0.66 [32]	0.30 [32]
		8.5	-0.12	0.64 [45]	2.11 [45]

$V(r)$ はいくつかの理論計算がなされてはいるが不純物拡散の解析によく用いられているのが Friedel の振動ポテンシャル [43,44] である。

$$V(r) = e\alpha_0 \cos(2K_F r + \phi) / (4\pi K_F^2 r^3) \quad (6-8)$$

ここで r は距離、 K_F はフェルミ準位に対する波数、 α_0 は定数、 ϕ は位相因子である。不純物原子の隣りに空孔が存在するときの結合エネルギー ΔE は

$$\Delta E = Z_0 e V(a) \quad (6-9)$$

と与えられる。ここで a は原子間距離である。不純物原子が saddle point に存在するときの空孔との相互作用エネルギーは

$$2(-Z_0 e / 2) V(x) \quad (6-10)$$

と与えられる。ここで saddle point に拡散原子が存在するとき空孔は分裂した状態であると仮定すると $x = 11a/16$ となる。それ故、

$$\Delta Q = Q_1 - Q_0 = -2(-Z_0 e / 2) V(11a/16) \quad (6-11)$$

と表わされる。ここで ΔQ は不純物拡散の活性化エネルギー Q_1 と自己拡散の活性化エネルギー Q_0 との差である。

高圧力により拡散機構が変化しないなら、(6-11) 式を圧力 P にて偏微分することにより自己拡散と不純物拡散の活性化体積を計算することができる理論式が導出される。

$$\begin{aligned} \Delta(\Delta V) &= \Delta V_1 - \Delta V_{A1} \\ &= 2(-3/2)\alpha_0 K_F e^2 \sin(2K_F(11/16)r_0 + \phi) \\ &\quad / (6\pi K_F((11/16)r_0)^2) \end{aligned} \quad (6-12)$$

ここで、 $\Delta(\Delta V)$ はA l 中の不純物拡散の活性化体積 ΔV_f とA l の自己拡散の活性化体積 ΔV_{Al} との差の理論値である。(6-12) 式は静電モデル理論を高圧力下の拡散現象に拡張した形である。 $\Delta(\Delta V)$ の計算には ϕ と α_0 値は Anand ら [45] と Hirano ら [32] の値を採用した。A l の自己拡散の活性化体積は表 4 に示すように報告者により相違しており不明であるが、Straub [17] の Pseudopotential モデルによる計算値 $8.6 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ を用いると、不純物原子の活性化体積の計算値 ΔV_{cal}^* は (6-8) 式より

$$\Delta V_{cal}^* = \Delta(\Delta V) + 8.6 \times 10^{-6} (\text{m}^3/\text{mol}) \quad (6-13)$$

となり表 3 に Ag, Mg, Zn 原子の ΔV_{cal}^* を示す。Ag 原子の活性化体積の測定値と計算値はよく一致しているが、Mg と Zn 原子についてはその様なよい一致が見られない。しかし、Ag 原子の活性化体積が Mg と Zn 原子のものより小さいという傾向は (6-13) 式によって算出することができた。

原子が空孔拡散機構で拡散するとき、(1-20) 式に示される様に拡散の活性化体積は形成と移動の活性化体積の和として表わされる [7]。

$$\Delta V = \Delta V_f + \Delta V_m$$

$$\text{または、} \quad \Delta V^1 = \Delta V_f^1 + \Delta V_m^1, \quad \Delta V^2 = \Delta V_f^2 + \Delta V_m^2 \quad (6-14)$$

ここで ΔV_f と ΔV_m は形成と移動の活性化体積、小文字 1 と 2 は単空孔と複空孔を示す。

表 4. アルミニウム中の拡散の活性化体積。

量	方法	温度	$\Delta V/V_0$	参考文献
ΔV_{Al}	NMR	667~772	0.7	[8]
	Creep	0.3~0.5T _m	0.74	[9]
	Creep	0.5~0.6T _m	0.87	[9]
	Dislocation annealing	~562	0.44~0.87	[10]
	Creep	536~563	1.36	[11]
	Tracer diffusion	713~883	1.29	[12]
	Thermodynamic model		0.85	[13]
ΔV_f^1	Thermoelectric power	R.T.~900	0.54	[14]
ΔV_f^2	Thermoelectric power	R.T.~900	0.96	[14]
ΔV_f^1	Resistivity	600~700	0.60	[14]
ΔV_f^2	Resistivity	800~	1.45	[14]
ΔV_f^1	Quenched in resistivity	693	0.62	[15]
ΔV_f^1	Pseudopotential model	20~900	0.55~0.66	[16]
ΔV_f^1	Pseudopotential model		0.519	[17]
ΔV_m^1	Pseudopotential model		0.343	[17]
ΔV_m^1	Annealing of excess quenched resistivity	604	0.18	[18]
ΔV_m^2	Annealing of excess quenched resistivity	853	0.17	[18]

表4より単空孔を媒介とする拡散に対して $(0.72 \sim 0.86) V_0$, 複空孔に対し $(1.13 \sim 1.62) V_0$ の活性化体積が計算される。ここで V_0 は Al 原子のモル体積である。図9に拡散の活性化体積を $\Delta V / V_0$ と温度 T として示す。Al の自己拡散の活性化体積は報告者によって相違しているが単空孔拡散機構と複空孔拡散機構が支配的な領域にわかれる。Al 中の Ag 原子の拡散の活性化体積は単空孔拡散機構が支配的な領域に位置し、Mg と Zn 原子の拡散の活性化体積はその領域の上限近傍に存在する。このことから本研究の温度範囲においては Al 中の Ag, Mg, Zn の拡散に対しては単空孔の寄与が大きく複空孔の寄与がほとんどないということが明らかである。これは Bartdorff ら [46] による Al 中の Ag の isotope 効果そして Peterson ら [47] による Al 中の Zn と Cu の isotope 効果の実験より得た複空孔の寄与は無視できるとした結果と一致する。

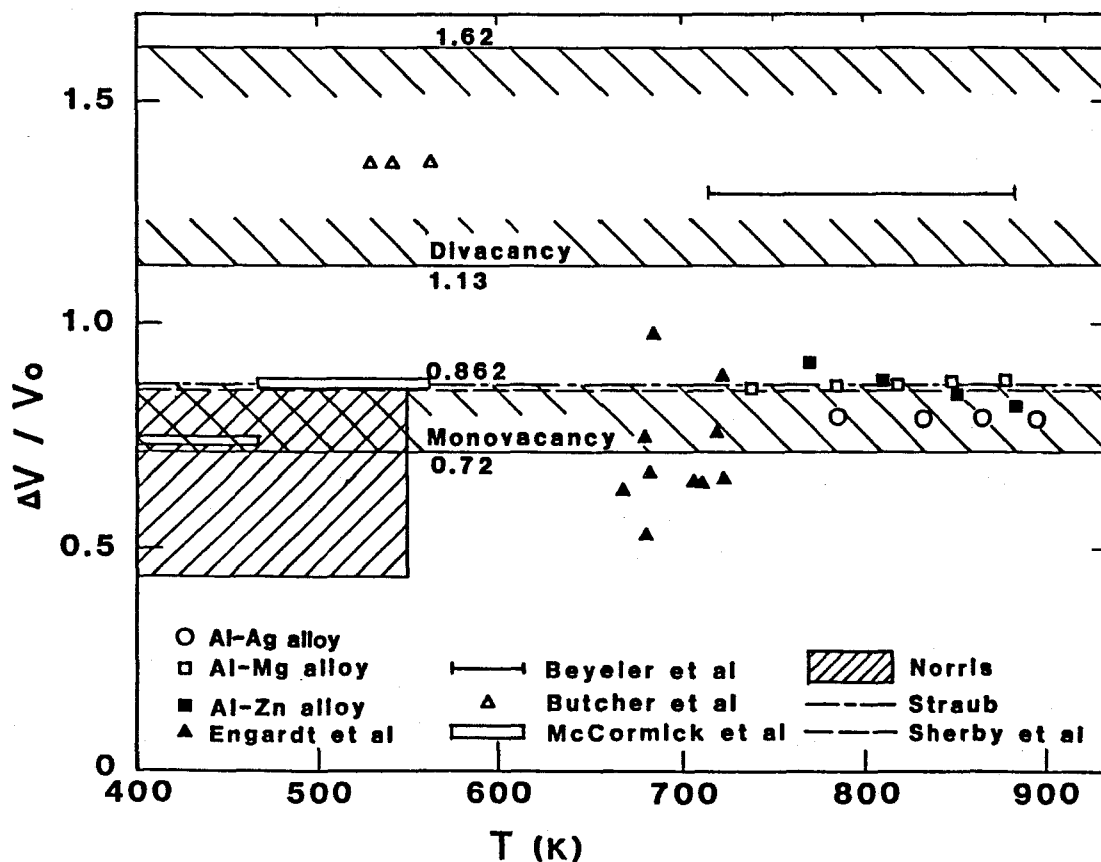


図9 拡散の活性化体積と温度の関係

6-4 まとめ

(1) Al-Ag, Al-Mg, Al-Zn合金中の拡散係数は本研究の温度範囲で圧力と共に低下しその活性化エネルギーは圧力と共に増大した。

(2) 高圧力下のAl中のAg, Mg, Zn原子の拡散係数は T_m/T のパラメーターにより評価すると1本の直線により載った。その傾きの値は -17.3 であり計算による値 -17.4 とよく一致した。

(3) 拡散の活性化体積を計算できる静電効果モデルを提唱し、その計算値は実験による活性化体積をよく評価できるものである。

(4) Al中のAg, Mg, Zn原子の拡散の活性化体積は本研究の温度範囲で $(8.0 \sim 9.4) \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ であった。この値より本研究の温度範囲ではAl中のAg, Mg, Znの拡散は単空孔拡散機構により生じることを確認した。

6-5 参考文献

- [1] N.L.Peterson, "Diffusion", American Society for Metals, Metals Park, Ohio, (1972).
- [2] A.Seeger, D.Wolf and H.Mehrer, Phys.Stat.Sol.(b), 48 (1971) 481.
- [3] T.M.Gilder and D.Lazarus, Phys.Rev.B, 11 (1975) 4916.
- [4] T.G.Stoebe and H.I.Dawson, Phys.Rev., 166 (1968) 621.
- [5] N.L.Peterson and S.J.Rothman, Phys.Rev.B, 1 (1970) 3264.
- [6] K.Hirano and S.Fujikawa, Trans.Jpn.Inst.Met., 17 (1976) 809.
- [7] L.A.Girifalco, "Metallurgy at High Pressures and High Temperatures", K. A.D.Gschneider, Jr., M.T.Hepworth and N.A.Parlee eds., Gordon and Breach Science Publishers, New York, (1964)
- [8] R.D.Engardt and R.G.Barnes, Phys.Rev.B, 3 (1971) 2391.
- [9] P.G.McCormic and A.L.Ruoff, J.Appl.Phys., 40 (1969) 4812.

- [10] D.I.R.Norris, Acta Met., 14 (1966) 291.
- [11] B.M.Butcher, H.Hutto and A.L.Ruoff, Appl.Phys.Letters., 7 (1965) 34.
- [12] M.Beyeler and Y.Adad, J.Phys., 29 (1968) 345.
- [13] O.D.Sherby, J.L.Robbins and A.Goldberg, J.Appl.Phys., 41 (1970) 3961.
- [14] R.R.Bourassa, D.Lazarus and D.A.Blackburn, Phys.Rev., 165 (1968) 853.
- [15] R.M.Emrick and P.B.McArdle, Phys.Rev., 188 (1969) 1156.
- [16] P.Audit and H.M.Gilder, J.Nucl.Mat., 69+70 (1978) 641.
- [17] G.K.Straub, J.Nucl.Mat., 69+70 (1978) 529.
- [18] B.J.Buescher and R.M.Emrick, Phys.Rev.B, 1 (1970) 3922.
- [19] Th.Heumann and S.Dittrich, Z.Elektrochem., 61 (1957) 1138
- [20] W.B.Alexander and L.M.Slifkin, Phys.Rev.B, 1 (1970) 3274.
- [21] M.S.Anand and R.P.Agarwala, Trans.Met.Soc.AIME, 239 (1967) 1848.
- [22] R.F.Mehl, F.N.Phines and K.A.von den Steinen, Met.Alloys, 13 (1941) 41.
- [23] S.Fujikawa and K.Hirano, Mater.Sci.Eng., 27 (1977) 25.
- [24] S.J.Rothman, N.L.Peterson, L.J.Nowicki and L.C.Robinson, Phys.Stat.Sol. (b), 63 (1974) K29.
- [25] G.Moreau, J.A.Cornet and D.Calais, J.Nucl.Mater., 38 (1971) 197.
- [26] J.E.Hilliard, B.L.Averbach and M.Cohen, Acta Met., 7 (1959) 86.
- [27] S.Ceresara, T.Federighi and F.Pieragostini, Phys.Stat.Sol., 16 (1966) 439.
- [28] I.Goede'ny, D.Beke, F.J.Kedves and G.Groma, Phys.Stat.Sol.(a), 32 (1975) 195.
- [29] I.Goede'ny, D.Beke, and F.J.Kedves, Phys.Stat.Sol.(a), 13 (1972) K155.
- [30] D.Beke, I.Goede'ny and F.J.Kedves, Acta Met., 25 (1977) 539.
- [31] G.Ede'lyi, D.L.Beke, F.J.Kedves and I.Goede'ny, Phil.Mag., B 38 (1978) 445.
- [32] K.Hirano and S.Fujikawa, J.Nucl.Mater., 69+70 (1978) 564.
- [33] R.E.Hanneman and H.M.Strong, J.Appl.Phys., 36 (1965) 523.
- [34] N.H.Nachtrieb, H.A.Resing and S.A.Rice, J.Chem.Phys., 31 (1959) 135.

- [35] A.Jayaraman, W.Klement Jr., R.C.Newton and G.C.Kennedy, J.Phys.Chem. Solids, 24 (1963) 7.
- [36] H.Braune, Z.Phys.Chem., 110 (1924) 147.
- [37] J.A.M.van Liempt, Rec.Trav.Chim., 51 (1932) 114.
- [38] V.Liempt, Z.Phys., 96 (1935) 534.
- [39] Y.Adda and J.Philibert, "La Diffusion dans les Solids", Presses Univ. de France, Paris (1966).
- [40] R.N.Jeffery and D.Lazarus, J.Appl.Phys., 41 (1970) 3186.
- [41] D.Lazarus, Phys.Rev., 91 (1953) 816.
- [42] A.D.LeClaire, Phil.Mag., 7 (1962) 141.
- [43] J.L.De'plante' and A.Blandin, J.Phys.Chem.Solids, 26 (1965) 381.
- [44] J.Friedel, Phil.Mag., 43 (1952) 152.
- [45] M.S.Anand and R.P.Agarwara, Phil.Mag., 26 (1972) 297.
- [46] D.Bartdorff and P.Reimers, Phys.Stat.Sol.(a), 28 (1975) 28.
- [47] N.L.Peterson and S.J.Rothman, Phys.Rev.B, 17 (1978) 4666.

第7章 高圧力下のアルミニウム系の反応拡散

7-1 緒言

高圧力下の反応拡散研究は困難なため、常圧力下の反応拡散に比べて論文報告の数は極めて少ない。今日までの高圧力下の拡散研究の報告を分類すると、

- 1) 拡散係数の圧力依存性から求まる活性化体積 ΔV によって拡散機構の推定
- 2) 高圧力下の反応拡散における拡散型変態と相成長
- 3) 高圧力下における反応相の濃度変化
- 4) Kirkendallボイドの形成に対する圧力の影響

が挙げられる。1)の範ちゅうに属する研究は単相合金中で行われ、Al合金に関してはAlの α 固溶体中の不純物拡散に対する高圧力の影響より活性化体積を求めAl中の不純物拡散の拡散機構を明確にしたことを第6章に述べた。2), 3), 4)に関する研究は工業上重要な技術と関連しているにもかかわらず、その報告数は少なく高圧力下の反応拡散を取り扱った研究は12を数えるだけである[1-12]。Al系合金についてはAl-Ni系とAl-U系の反応拡散に対する圧力の影響が報告されているが、それらは相の拡散係数や成長率に対する圧力の影響に関して定量的な解析がなされておらず重要な概念である活性化体積すら決定されていない[1-5]。Al-Ni系では相成長率は圧力とともに低下し、Al-U系では相成長率は圧力とともに増大している。これらの原因は明らかにされていない。

Al-Ag [13], Al-Cu [14], Al-Mg系 [15]に関しては常圧下で研究がなされ平衡状態図 [16] から予測される相がすべて出現し放物線則に従って成長することが報告されている。しかし、それらの合金系の高圧力下における反応拡散の報告はなされていない。本研究の目的はAl-Ag, Al-Cu, Al-Mg系の反応拡散に対する高圧力の影響を研究し、高圧力が相成長に及ぼす影響を活性化体積より検討することである。

7-2 実験方法

99.996%Alと99.999%Ag, 99.99%Cu, 99.996%Mgの純金属より拡散対を作製した。拡散対の作製方法、高圧力下の拡散焼鈍は第6章と同様である。Al-Ag, Al-Cu, Al-Mg系の拡散焼鈍条件を表1, 2, 3にそれぞれ示す。ここでは反応拡散により生成した相の相成長の時間依存性を調べるために拡散時間の異なる拡散焼鈍条件が組んである。常圧力下の拡散焼鈍はAl-Ag系は大気中、Al-Cu系はスポンジTi粉と共にシリカチューブ内に真空封入、Al-Mg系はシリカチューブ内に真空封入することにより行った。生成相の観察のために試料は希硝酸にて軽く腐食した。出現相は光学顕微鏡と Scanning electron microscopy (SEM) により観察した。

濃度距離曲線はバフ研磨した試料をEPMAで測定しZAF法により得た。その濃度距離曲線より出現相の一部は以下に示される Matano の方法 [17], Heumann の方法 [18]と Ruth の方法 [19] によって相互拡散係数と固有拡散係数を決定した。

$$\bar{D} = - (1/2t) (\partial X / \partial C_1) \int \xi |_{-\infty}^{\infty} X dC_1 \quad (7-1)$$

$$\bar{D} = - (W_1 / 2t \Delta C_1) \int \xi |_{-\infty}^{\infty} X dC_1 \quad (7-2)$$

$$D_1 = - (1/2t) (\partial X / \partial C_1) \int \xi J_1 d\xi \quad (7-3)$$

表1 Al-Ag系の反応拡散焼鈍条件

Diffusion Temperature T (K)	Pressure P (GPa) after diffusion time (ks) of					
	3.6	7.2	10.8	14.4	32.4	57.6
873	2.24	2.27	----	2.15	----	----
	----	3.00	----	3.00	2.85	----
858	2.24	2.34	----	2.27	----	----
	----	3.11	----	3.05	3.07	----
828	0	0	----	0	----	----
815	0	0	----	0	0	----
	----	2.19	----	2.27	2.24	----
	----	2.92	----	3.03	3.03	----
792	----	0	0	0	----	----
773	0	0	----	0	0	----
	----	----	----	2.28	2.16	2.29
	----	----	----	3.11	2.98	2.93
750	----	0	----	0	0	----
731	----	0	----	0	0	0
729	----	----	----	2.21	----	2.11
	----	----	----	2.97	----	2.88

表2 Al-Cu系の反応拡散条件

Diffusion Temperature T (K)	Pressure P (GPa) after diffusion time (ks) of								
	3.6	7.2	14.4	32.4	57.6	129.6	230.4	360.0	518.4
768	---	---	---	---	---	0	0	0	0
778	---	---	---	---	---	0	0	---	---
788	---	---	---	---	0	0	0	---	---
798	---	---	---	---	0	0	0	---	---
803	---	---	2.3	2.2	2.3	---	---	---	---
	---	---	3.0	3.1	3.1	---	---	---	---
808	---	---	0	---	0	0	0	---	---
823	---	2.2	2.3	2.3	---	---	---	---	---
	---	3.1	3.0	2.9	---	---	---	---	---
843	---	2.3	2.2	2.2	---	---	---	---	---
	---	3.0	3.0	3.1	---	---	---	---	---
863	2.3	2.2	2.3	---	---	---	---	---	---
	3.0	3.1	3.0	---	---	---	---	---	---
883	2.2	2.3	2.2	---	---	---	---	---	---
	3.1	3.1	3.1	---	---	---	---	---	---

表3 Al-Mg系の反応拡散条件

Diffusion Temperature T (K)	Pressure P (GPa) after diffusion time (ks) of								
	3.6	7.2	14.4	32.4	57.6	115.2	129.6	230.4	360.0
593	---	---	0	---	0	---	0	0	0
623	---	---	0	---	0	---	0	0	0
648	---	---	0	---	0	---	0	0	0
673	---	---	0	---	0	---	0	0	0
	---	---	2.2	2.2	2.2	---	---	---	---
	---	---	3.3	3.3	3.3	---	---	---	---
698	---	---	0	---	0	0	---	0	0
703	---	2.2	2.2	2.2	---	---	---	---	---
	---	3.3	3.3	3.3	---	---	---	---	---
733	---	2.2	2.2	2.2	---	---	---	---	---
	---	3.3	3.3	3.3	---	---	---	---	---
763	2.2	2.2	2.2	---	---	---	---	---	---
	3.3	3.3	3.3	---	---	---	---	---	---
793	2.2	2.2	2.2	---	---	---	---	---	---
	3.3	3.3	3.3	---	---	---	---	---	---

ここで C_i は成分 i の濃度、 $C_{i-\infty}$ は拡散対の端の濃度、 $\int_0^t J_i dt$ は拡散時間 t の間に単位面積当りのマーカー面を通過した成分 i の積算量である。 X は Matano 界面からの距離である。 W_i は i 相の層厚、 ΔC_i は i 相の存在濃度幅である。

7-3 結果

7-3-1 Al-Ag系

図1a),b) に圧力0GPaと3GPa下において拡散温度815Kで32.4ksの時間拡散焼鈍した時に現われた反応相のSEM像と濃度距離曲線を示す。この反応相は ζ 相である[13]。本研究の実験条件においては拡散領域に現われた反応相は ζ 相のみである。 ζ 相の層厚は圧力により約220 μm から50 μm に減少している。拡散対の接合界面において

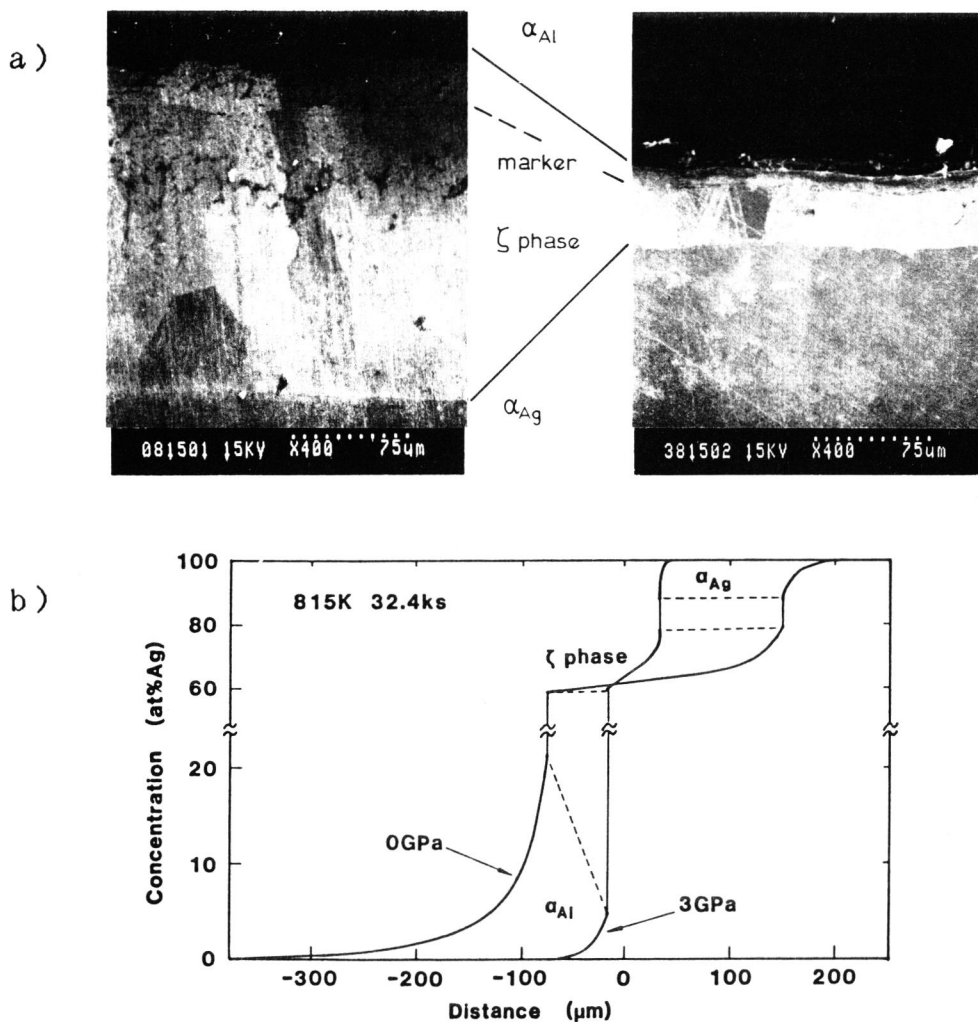


図1a),b) Al-Ag系の常圧下と高圧下で拡散焼鈍したときに生成した ζ 相の a)SEM像と b)濃度距離曲線

拡散対の接合時に破られ分散された酸化物の膜は α 相内に存在している。これらの酸化膜は Kirkendall マーカーとしての役目をはたすことになる。このマーカーは各圧力下においてすべてA1側へと移動していた。このことは拡散が空孔拡散機構によって生じ、A1原子がAg原子より速く拡散しその拡散係数が大きいことを意味する。濃度距離曲線よりわかるように α 相のA1側相境界濃度は圧力にほとんど依存してはいないが、A1へのAgの溶解度は圧力により著しく減少しているのがわかる。

A1-Ag系での濃度距離曲線をパラメーター $X/t^{0.5}$ により図2に示す。ここでは

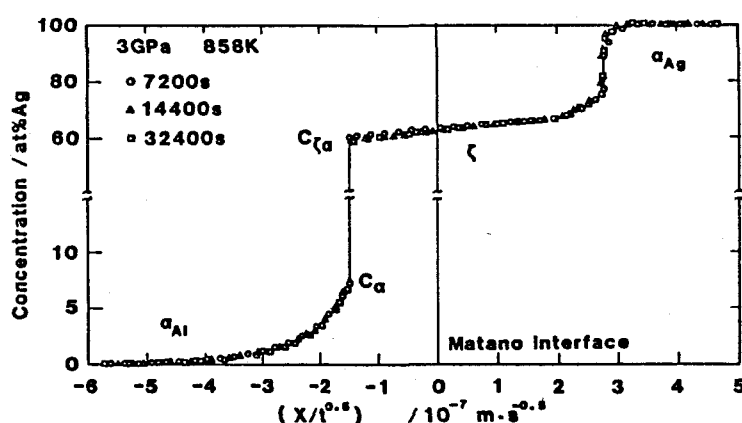


図2 A1-Ag系の高圧力下で858Kの温度において焼鈍時間を変化させた場合の $x/t^{0.5}$ のパラメーターによる濃度距離曲線

圧力と拡散温度は一定であり拡散時間のみがことなる。この図の様に拡散時間の異なる濃度-距離曲線がパラメーター $X/t^{0.5}$ によって整理するとそれらは互いに重なり1本の曲線になることは(7-1)と(7-3)式を適用することが可能であることを意味している。(7-1)と(7-3)式により決定した α 相内の相互拡散係数と固有拡散係数の対数の温度依存性を図3に示す。 D_{A1} 値は D_{Ag} 値より約2倍大きく $\bar{D}$ 値は D_{A1} 値と D_{Ag} 値の間の値をとり Darken の式[20] $\bar{D} = N_{A1} D_{Ag} + N_{Ag} D_{A1}$ を満たしている。ここでNはモル分率であり、マーカーでの位置における濃度は $61.9 \pm 0.3 \text{ at\% Ag}$ である。常圧力下の拡散係数は Arrhenius 式を満足しているが、高圧力下の拡散係数は低温度領域において曲りを示している。さらに高圧力下の相は低温度領域において波状の界面を有している。それ故、低温度領域における曲りは粒界拡散の寄与によるものであるといえる。粒界拡散の影

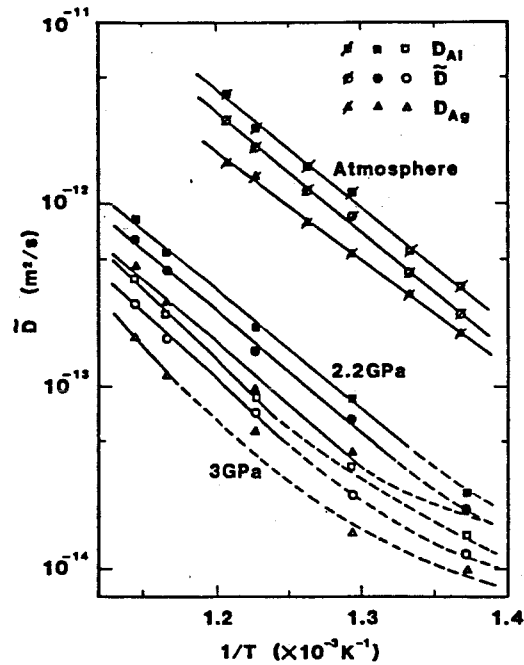


図3 Al-Ag系の γ 相内の相互拡散係数と固有拡散係数の温度依存性

響が無視できる高温領域で Arrhenius 式により実直線で示した。その Arrhenius 式による拡散係数の活性化エネルギーと頻度因子を表4に示す。

0 GPaと2.2 GPaの圧力下での γ 相の層厚を図4a), b) にそれぞれ示す。ここでは拡散時間 t の平方根で層厚をプロットした。各圧力下での γ 相は放物線則に従って成長している。

$$W = k t^{1/2} \quad (7-4)$$

ここで W は層厚であり、 k は相成長率である。 k^2 の対数を $1/T$ でプロットしたのが図5である。 k^2 の温度依存性は拡散係数と同様の傾向を示し低温度側で粒界拡散の寄与が

表4 Al-Ag系の γ 相内の相互拡散係数、固有拡散係数、層成長率の活性化エネルギーと頻度因子

	P (GPa)	$\bar{D}$	D_{Al}	D_{Ag}	k^2
Q (kJ/mol)	0	121	124	113	119
	2.2	126	125	131	129
	3.0	135	148	136	142
D_0 ($10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$)	0	13	24	2.2	7.1
	2.2	2.0	2.4	2.9	2.7
	3.0	3.3	27	2.3	9.2

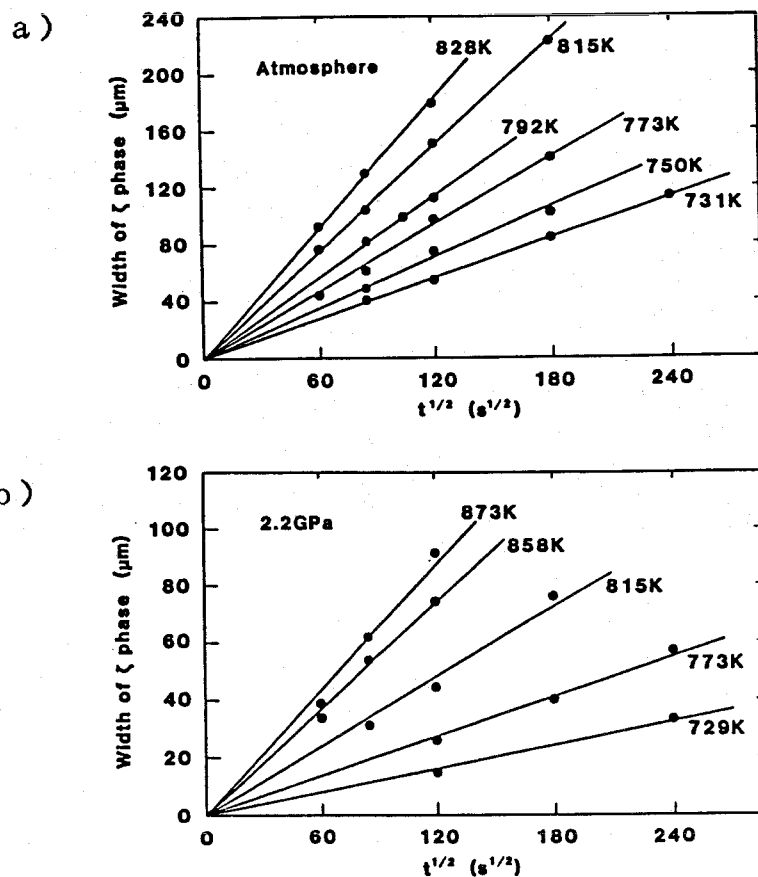


図4a), b) Al-Ag系のa)0GPaと2.2GPaの圧力下における
ζ相の相成長

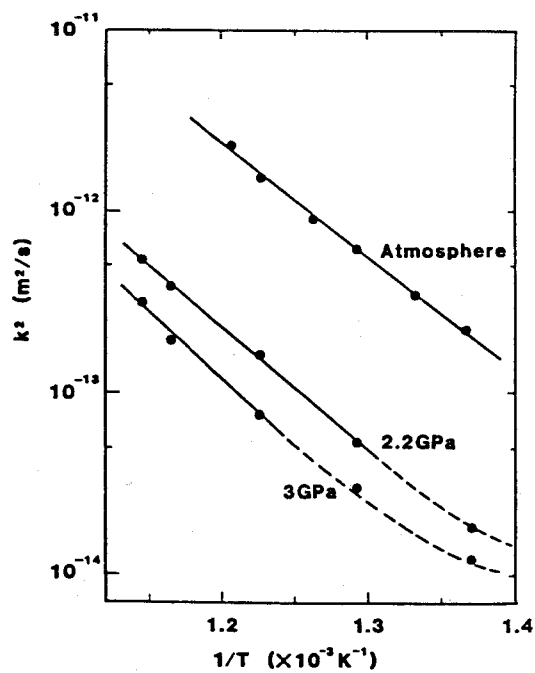


図5 Al-Ag系の層成長率の温度依存性

みられる。Arrhenius 式により実直線を表わした。その相成長率の活性化エネルギーと頻度因子も表 4 に示す。拡散係数と相成長率の活性化エネルギーは圧力と共に増加し、しかもそれらは互いにほぼ等しい。

7-3-2 Al-Cu 系

平衡状態図 [16] によると純 Al と Cu からなる固体の反応拡散対に常圧力下で生成する可能性のある中間相は θ , η_2 , ζ_2 , δ , γ_2 の 5 相である。図 6 に本研究の常圧力下における生成相の SEM 像と EPMA による濃度距離曲線を図 7 に示す。明確に判別できる生成相は θ , η_2 , γ_2 相の 3 相のみである。本研究における常圧力下での Al-Cu 系の反応拡散による出現相の形態は Morozumi ら [21] の報告とよく一致している。彼らによると θ , η_2 , γ_2 の 3 相と η_2 , と γ_2 相の間に確認できない程の幅の狭い反応相が存在するとしている。それらの相は ζ_2 , と δ 相である可能性が高いと考えられる。一方、Funamizu ら [14] によるとこの系の反応拡散ではすべての平衡する相が生成すると報告されてはいる。ここで ζ_2 と δ 相について Funamizu らが報告している相成長率より、Morozumi らの報告している拡散条件にあわせて相の層厚を計算してみた。 ζ_2 相は 0.5

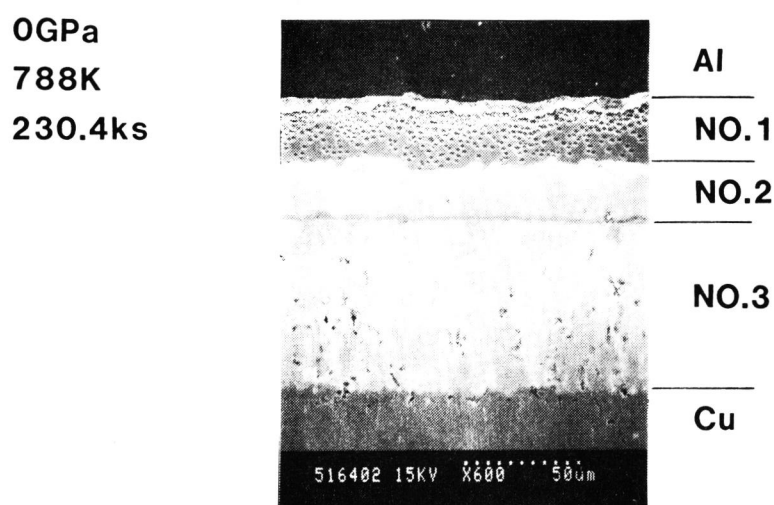


図 6 Al-Cu 系の 0GPa での圧力下において反応拡散により生成した相の SEM 像

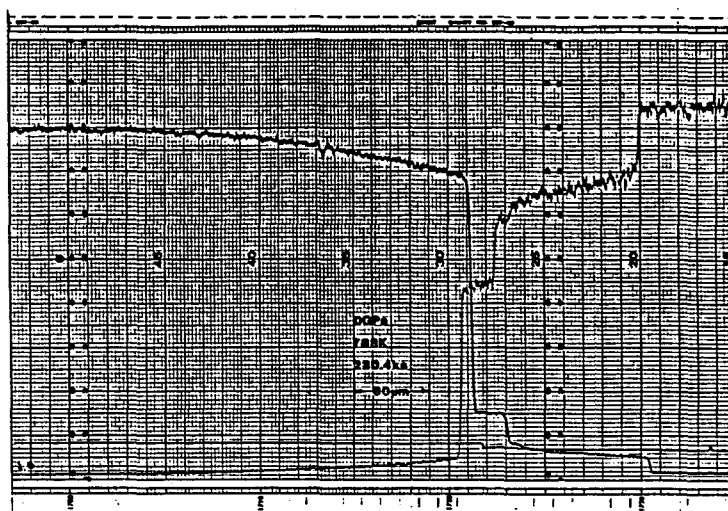


図7 Al-Cu系の0GPaでの圧力下における反応拡散領域の濃度距離曲線

μm であり、 γ_2 相は $2.6 \mu\text{m}$ となり Morozumi らが透過電子顕微鏡で観察した際に層厚が非常に狭く検出できないとしたことに矛盾する。表5に各中間相の組成と結晶構造を示す。 δ と γ_2 相の分離が困難であるのは結晶構造が同じであり格子定数が僅かに異なるだけのためによるものである。更に ζ_2 相の観察が困難であるのは η_2 と ζ_2 相の組成が近いためによるものである。これに加えて、Morozumi らの報告のように ζ_2 と δ 相であろうとする層の幅が非常に狭いためにその同定が困難であり、Funamizu らが光学顕微鏡観察とEPMAによる濃度距離曲線から θ 、 η_2 、 ζ_2 、 δ 、 γ_2 の分離には大きな誤認の可能性が存在することは否定できない。これらのことより Funamizu らが ζ_2 相と報告しているのは η_2 相の一部であり δ 相としているのは γ_2 相の一部であると考えられる。それ故、本研究では反応拡散による反応相の領域を相境界が明確な3つの領域にわけ、それらの領域

表5 Al-Cu系の中間相の組成と結晶構造

Phase	Chemical composition (at%Cu)		Crystal structure
θ	33.3	CuAl_2	C-16
η_2	50	CuAl	Body centered orthorhombic
ζ_2	57.1	Cu_4Al_3	Monoclinic
δ	60	Cu_3Al_2	γ brass
γ_2	69.2	Cu_9Al_4	γ brass
β	~75	-----	Bcc

の成長過程を測定することにした。便宜上、図6に示される様にA l側よりそれらの領域をN o. 1, N o. 2, N o. 3とする。ここでN o. 1領域は θ 相に対応し、N o. 2領域は η_2 相に対応するものである。N o. 3領域は γ_2 相と Morozumi らの報告している確認不可能な相を含む領域である。

高圧力下の反応生成相は例として2.3GPaで803Kと863Kにおいて焼鈍した拡散対のSEM像を図8a),b)に、EPMAによる濃度距離曲線を図9a),b)に示す。803Kの拡散温度では常圧力下のものと同様の生成相が観察されるが、863Kにおいてはそれらの相に加えて別に1相がC u側にN o. 3領域とC uの間に生成されている。この相は濃度分析と光沢より β 相であると確認できる。2.2GPaと3.0GPaの圧力で863K以上の高温ではすべての拡散対に β 相が観察できた。この β 相の生成についての考察は第8章にて行う。

各圧力下での相成長の様子を3.0GPaの圧力下でのN O. 2領域について図10に例として示す。この相は(7-4)式に従がって成長している。図11a),b)に圧力2.2GPaと3.0GPaで拡散時間14.4ksの各領域の層厚と拡散温度との関係を示す。 β 相の出

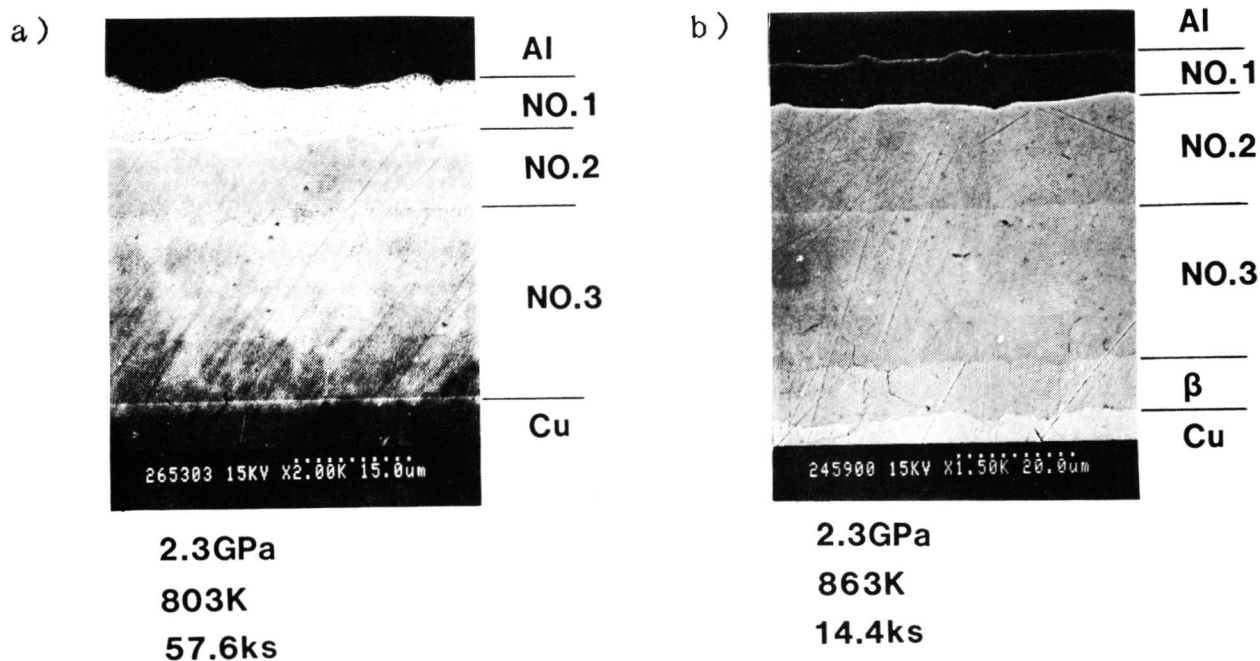
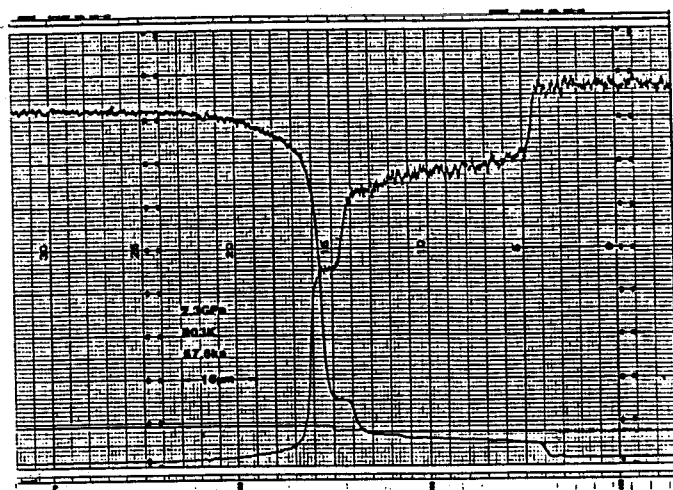


図8a),b) A l - C u系の2.3GPaの圧力下における反応拡散により生成した相のSEM像 a)803K, b)863K

a)



b)

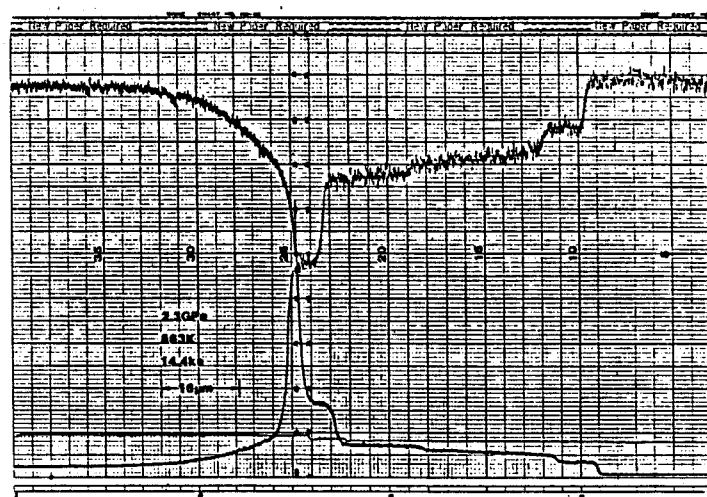


図9a),b) Al-Cu系の2.3GPaの圧力下での反応拡散領域の
濃度距離曲線 a)803K, b)863K

現する温度はこの図より2.2GPaでは843K付近そして3.0GPaでは853K付近以上の温度であるといえる。常圧力下の平衡状態図より β 相は常圧力下で838K以上の温度で出現することから、圧力によって β 相の生成温度は上昇しているといえる。 β 相が出現するとNo.3領域の層厚は特に大きな影響を受け、相成長率の低下となっている。No.2領域もその影響を受けてはいるがNo.3領域程でもなく、No.1領域はほとんどその影響を受けていない。Kidson [22]によると相成長は相境界面での拡散による物質の流れの収支でその相成長率が決まるとしている。No.3領域は低温ではNo.2領域

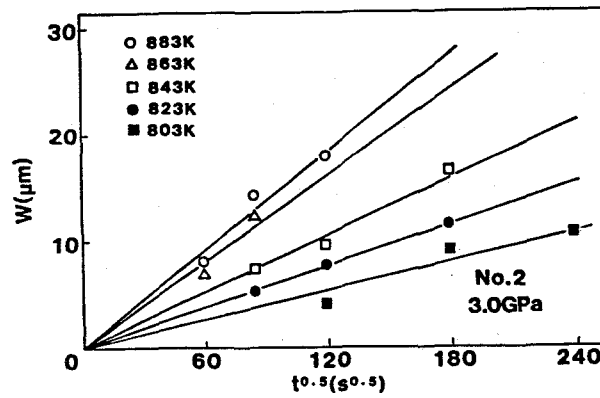


図10 Al-Cu系の反応拡散による生成相の相成長の例
(3.0GPaでのNo.2相について)

とCuに隣接されそれらの相との拡散流の収支で成長しているが、高温でβ相が出現しCuにかわって隣接することにより拡散流の収支に大きな変化を受け、相成長率に影響が出たものといえる。同様にNo. 2領域はNo. 3領域の変化により少しその相成長率に影響があったものと考えられる。

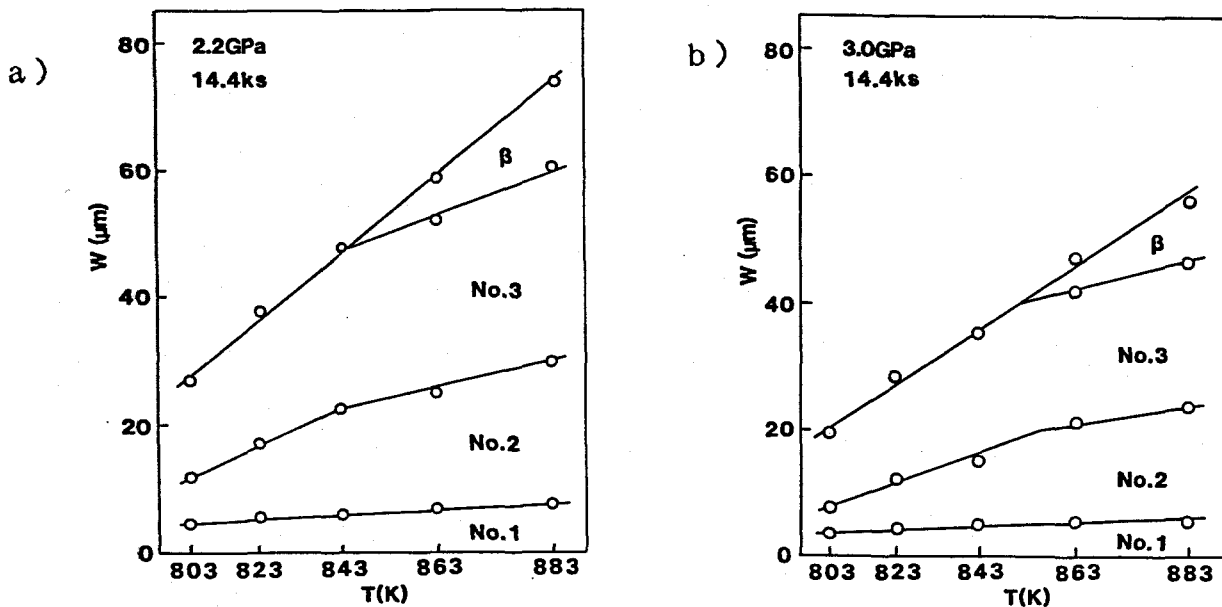


図11 a), b) Al-Cu系の14.4ksの拡散時間における層厚
a)2.2GPa, b)3.0GPa

相成長率の自乗 k^2 の温度依存性を図 1 2 a)~e) に示す。図中の直線は Arrhenius 式により表わすことができ、それらの活性化エネルギーと頻度因子を表 6 に示す。前述のよう

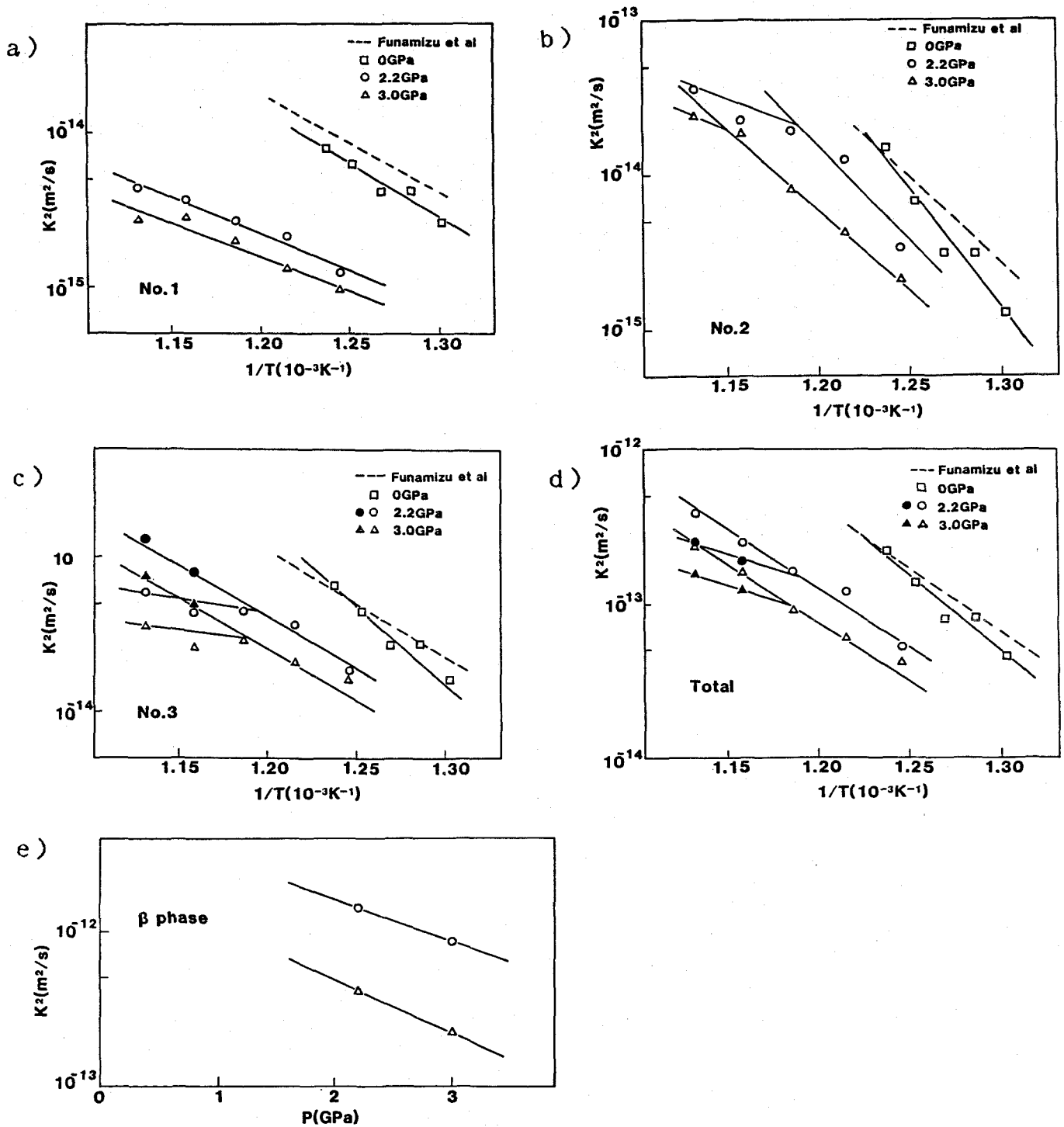


図 1 2 a)~e) Al-Cu 系の a) No.1, b) No.2, c) No.3, d) Total, e) β 相 の層成長率の温度依存性

にNo. 2領域とNo. 3領域は高温において β 相の出現により相成長率に大きな低下を示している。すべての領域と β 相の合計の層厚の相成長率は直線的な温度依存性を示していることから全体としての相成長は拡散が律速する通常の温度依存性であるといえる。

表6 Al-Cu系の相成長の活性化エネルギー Q_k (kJ/mol) と頻度因子 k_0 (m^2/s)

Layer	0 GPa		2.2 GPa		3.0 GPa	
	Q_k	k_0	Q_k	k_0	Q_k	k_0
No.1	135	4.3×10^{-6}	92	1.3×10^{-9}	93	1.3×10^{-9}
No.2	293	4.2×10^8	199	3.4×10^{-2}	204	3.9×10^{-2}
No.3+ β	171	7.0×10^{-3}	129	5.6×10^{-6}	129	3.3×10^{-6}
Total	178	3.3×10^{-6}	147	2.1×10^{-4}	147	1.2×10^{-4}
β	---	---	392	8.2×10^{12}	436	1.8×10^{15}

7-3-3 Al-Mg系

例として常圧力下と高圧力下の反応拡散相のSEM像を図13に示す。常圧力下の反応相として2相が生成されている。0GPa, 648k, 360ksで焼鈍した拡散対の濃度距離

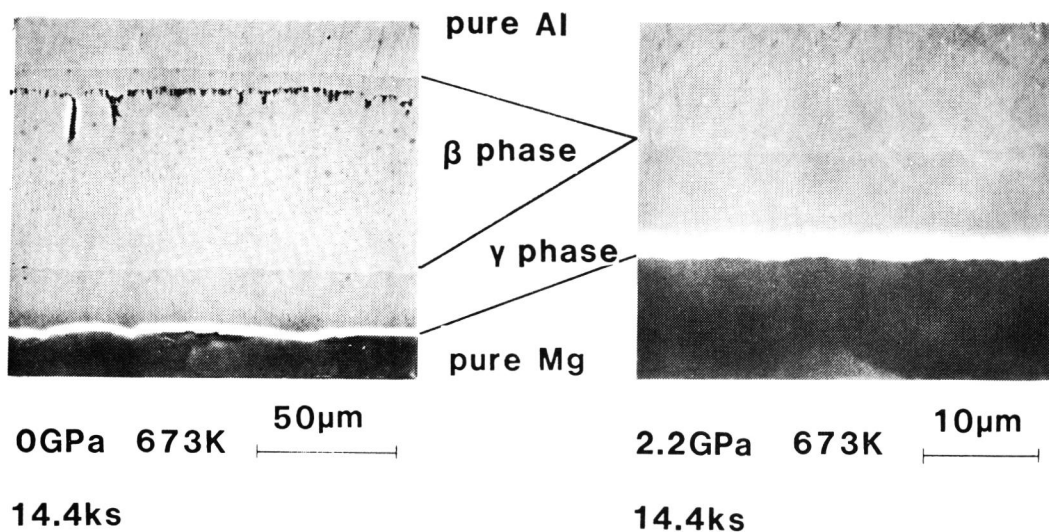


図13 Al-Mg系の常圧力下と高圧力下の反応拡散による生成相のSEM像

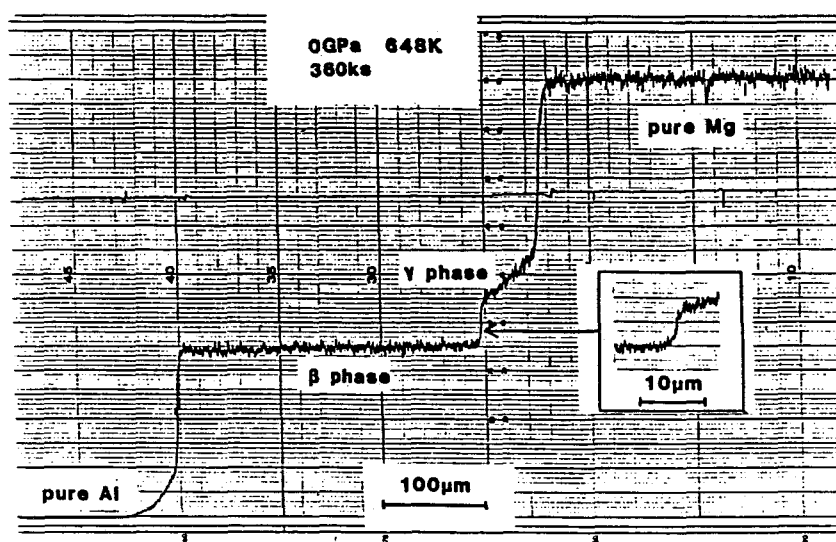


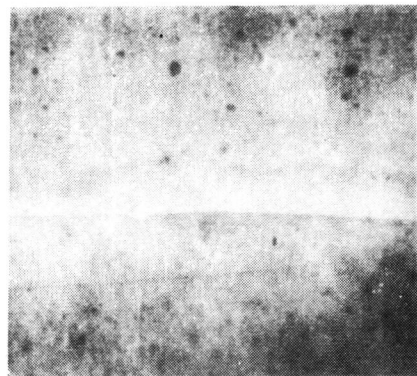
図14 Al-Mg系の常圧力下の反応拡散領域の濃度距離曲線

曲線を図14に示す。これらの2相はAl-Mg系の常圧力下の平衡状態図に示されている β と γ 相である。このことはFunamizuら[15]が既に報告していることと一致している。しかし、低温度域での拡散焼鈍においてはFunamizuらは高温度域と同様な β と γ 相のみが出現するとしているが、Clarkら[23]によると β 相と γ 相の間に ϵ 相が出現すると報告している。このように低温度領域で ϵ 相の出現が報告者により異なっているので、表7に示すような低温度で長時間の拡散焼鈍を行った。そのSEM像を図15に示し、その濃度距離曲線を図16に示す。SEM像よりわかるように β 相と γ 相の間に1相が存在している。この相は43.7at%Mgの組成を持ち ϵ 相に対応するものである。表7に光学顕微鏡観察とSEM観察の結果も示す。 ϵ 相の存在する上限の温度は638と643 Kの温度範囲にあることがわかる。短時間側では、 ϵ 相が出現しないか又は観察するには

表7 Al-Mg系における常圧力下の反応拡散焼鈍条件と ϵ 相の生成
○ : ϵ 相生成、 × : ϵ 相不生成

T (K)	Diffusion time (ks)	
	3.6×10^2	2.16×10^3
623	×	○
633	----	○
638	----	○
643	----	×

0GPa 623K
2160ks



β phase
 ϵ phase
 γ phase

10 μ m

図15 Al-Mg系の常圧力下における低温で長時間にわたる
反応拡散による生成相のSEM像

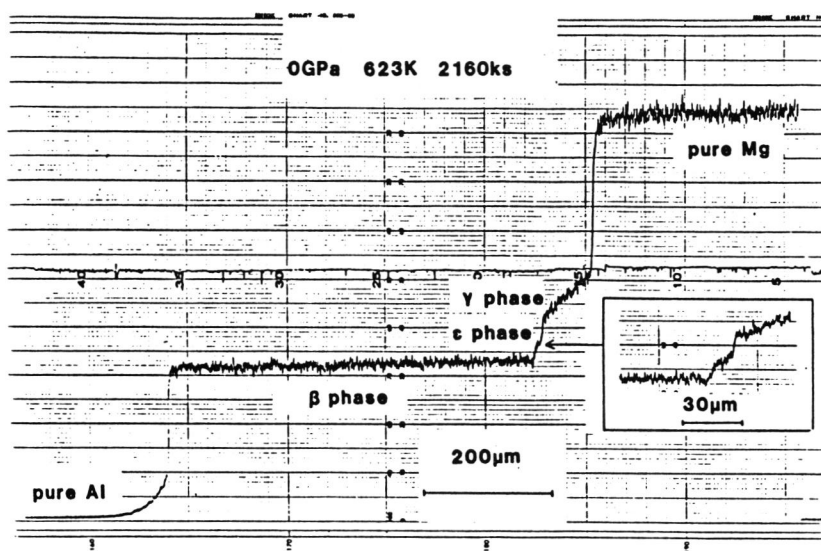


図16 Al-Mg系の常圧力下における低温で長時間にわたる
反応拡散による生成相の濃度距離曲線

相の幅が細すぎるためにその存在を確認することはできなかった。このことは ϵ 相の相成長速度が β と γ 相のそれに比べて非常に小さいか、 ϵ 相の生成に何らかの潜伏期間があるものと考えられるが明確ではない。

高圧力下の反応拡散相については図13に示されるように常圧力下と違って出現する相は1相のみである。2.2GPa、703K、32.4ksで焼鈍した拡散対の濃度距離曲線

を図17に示す。この1相は γ 相であることが濃度距離曲線からわかる。この γ 相は圧力により層厚が仰えられていることが観察される。 β 相は出現せず、 β 相が高圧力で消失することについては第8章で考察する。接合界面の細かく破られた酸化膜のマーカ―は常圧力下では β 相内のAl側近傍に存在している。これよりAl原子はMg原子より速く拡散していることがわかる。高圧力下では γ 相内の中央部に存在している。これはAlとMg原子の拡散の速さの差が高圧力により小さくなったことを示している。

ε 相については、高圧力下の長時間の拡散研究が困難なことから短時間の拡散研究に限られるため、上述の2相が出現する比較的高温である温度領域のみの研究となり高圧力での ε 相の知見が得られなかった。

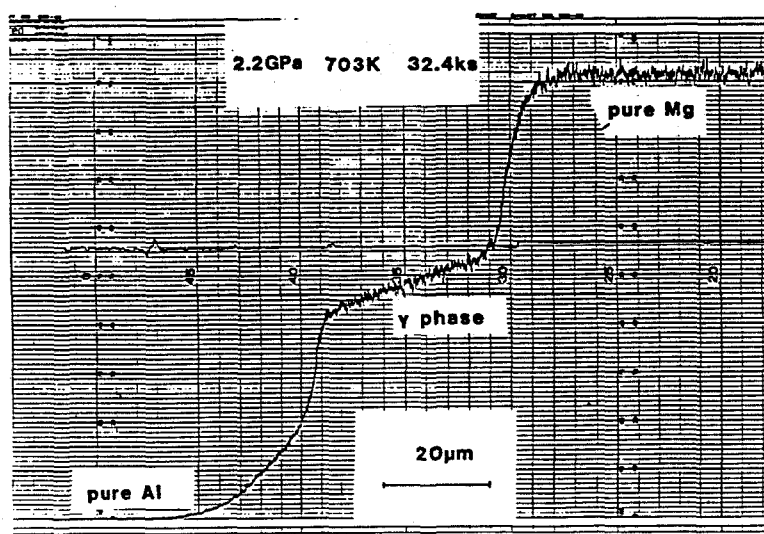


図17 Al-Mg系の高圧力下における反応拡散による
生成相の濃度距離曲線

図18a), b)に(7-4)式に従って β と γ 相の相成長の例を示す。常圧力下では β と γ 相が、そして高圧力下においては γ 相が $t^{1/2}$ とともに直線的に成長している。各相の相成長率の自乗 k^2 の温度依存性を図19に示す。常圧力下の β 相と γ 相の k^2 はFunamizuら[15]の値よりすこしだけ高いがよく一致している。高圧力下の γ 相の k^2 は常圧力下より低下しているがよい直線性を示している。それらの活性化エネルギーと頻度因子を表8に示す。高圧力下の γ 相の相成長率の活性化エネルギーは常圧力下のそれに比べて小さく

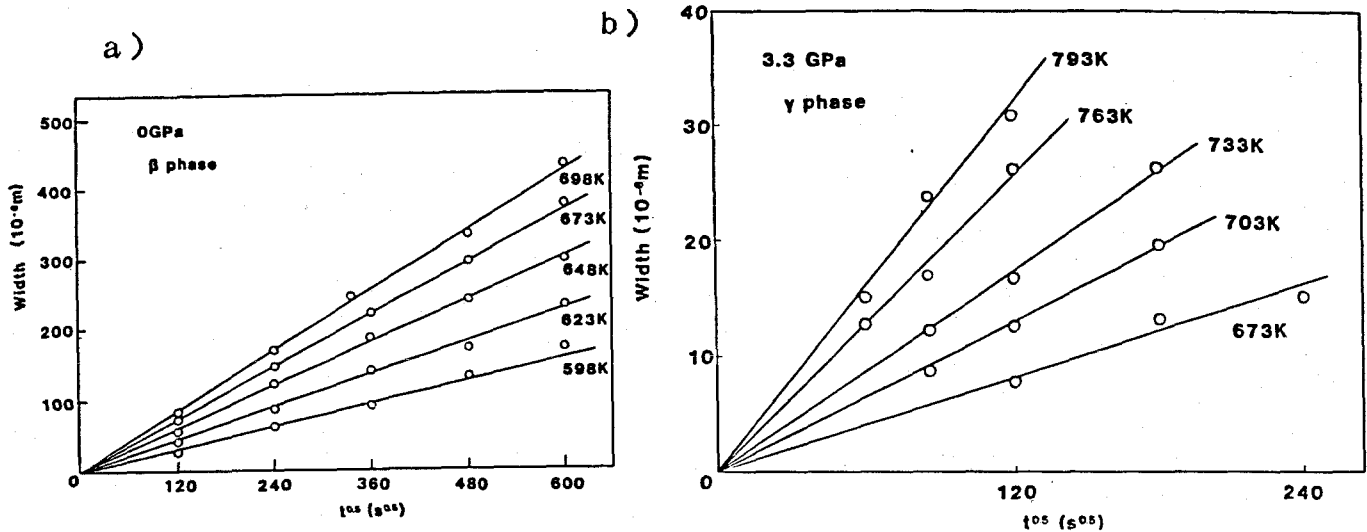


図18 a), b) Al-Mg系の反応拡散による生成相の相成長の例
a) 0 GPaでの β 相 b) 3.3 GPaでの γ 相

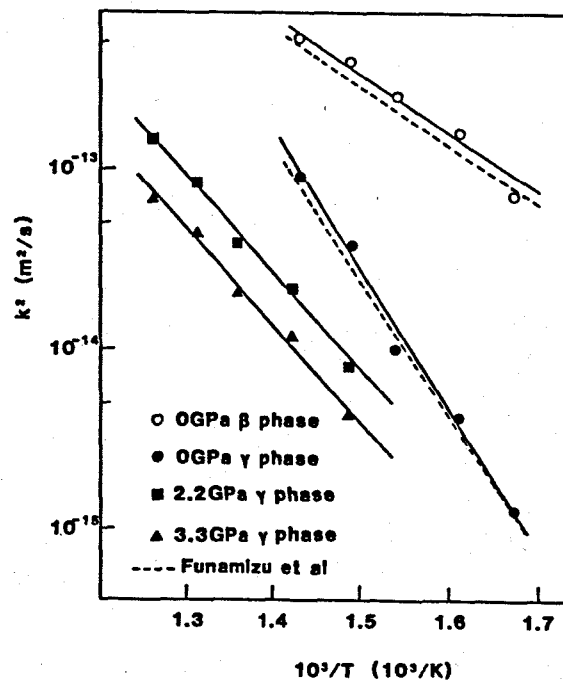


図19 Al-Mg系の層成長率の温度依存性

なっている。上述したように相成長は隣接する相との拡散による物質の流れの収支が相成長を律速する。Al-Mg系では高圧力下で β 相が消失するので、 γ 相の成長については常圧力下で隣接する相(β 相とMg相)と高圧力下で隣接する相(Al相とMg相)が異なるため活性化エネルギーが大きく変化したものであるといえる。

表8 A l-M g 系の相成長の活性化エネルギー Q_k (kJ/mol) と頻度因子 k_0 (m^2/s)

Phase Pressure (GPa)	β phase 0	0	γ phase 2.2	3.3
Q_k (kJ/mol)	69	151	109	102
k_0 (m^2/s)	8.7×10^{-8}	1.8×10^{-2}	2.4×10^{-6}	3.9×10^{-7}

Heumann の方法より得た反応相内の拡散係数の温度依存性を図2 0a),b) に示す。それらの活性化エネルギーと頻度因子を表9に示す。拡散係数の活性化エネルギーは相成長率の活性化エネルギーとほぼ同じ大きさの値を示している。 γ 相内の活性化エネルギーは常圧下と比べると高圧力下において大きく低下し同様の傾向である。

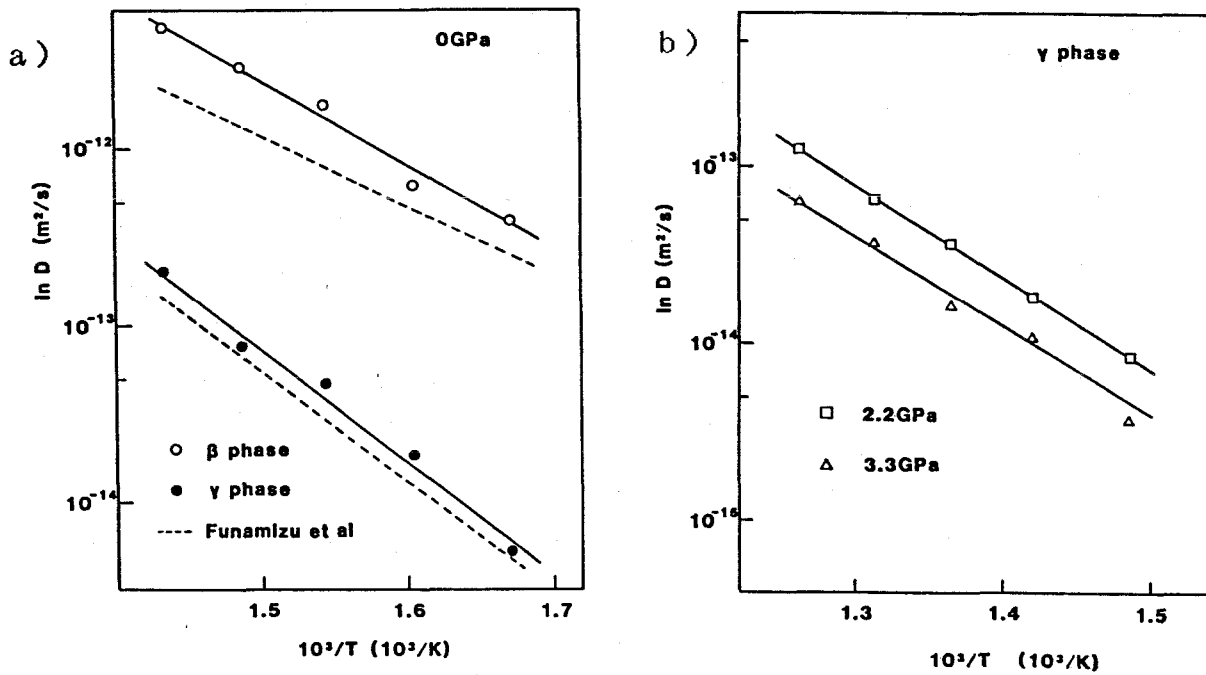


図2 0a),b) A l-M g 系の反応相内の拡散係数の温度依存性
a)0GPaでの β 相と γ 相内の拡散係数 b)高圧力下の γ 相内の拡散係数

表9 A l-M g 系の反応生成相内の拡散の活性化エネルギー Q_D (kJ/mol) と頻度因子 D_0 (m^2/s)

Phase Pressure (GPa)	β phase 0	0	γ phase 2.2	3.3
Q_D (kJ/mol)	91	123	101	99
D_0 (m^2/s)	3.5×10^{-4}	3.5×10^{-4}	5.6×10^{-7}	2.3×10^{-7}

7-4 考察

Funamizu ら [24] は中間相の固溶領域の温度依存性を考慮して相成長と相互拡散の活性化エネルギーの関係式を提案している。

$$Q_k = Q_D + Q_g \quad (7-4)$$

ここで Q_k , Q_D , Q_g はそれぞれ相成長、相互拡散、生成相の固溶領域の温度依存性の活性化エネルギーである。Al 系中間相の固溶領域は常圧下と高圧下においてほとんど温度に依存していない。それ故、 Q_g は無視できるほど小さく、 Q_k は Q_D にほとんど等しくなる。

$$Q_k = Q_D \quad (7-5)$$

Al-Ag 系、Al-Mg 系における活性化エネルギー Q_k と Q_D は (7-5) 式に示されるようによい一致を示している。

第6章で述べたように圧力 P 下での拡散係数 $D(P)$ は拡散の活性化体積 ΔV_D により次式のように表わされる。

$$D(P) = D(0) \exp(-P \Delta V_D / RT) \quad (7-6)$$

ここで $D(0)$ は 0 GPa での拡散係数である。(7-6) 式より、圧力 P での拡散の活性化エネルギー $Q_D(P)$ は、

$$Q_D(P) = Q_D(0) + P \Delta V_D \quad (7-7)$$

ここで $Q_D(0)$ は圧力 0 GPa での拡散の活性化エネルギーである。相成長の活性化体積 ΔV_k とすると、圧力 P 下での相成長の活性化エネルギー $Q_k(P)$ と相成長率 $k(P)$ は、

$$k^2(P) = k^2(0) \exp(-P \Delta V_k / RT) \quad (7-8)$$

$$Q_k(P) = Q_k(0) + P \Delta V_k \quad (7-9)$$

と表わされる。図 21 に Al-Ag 系の α 相の相成長と拡散の活性化エネルギーの圧力依存性を示す。(7-7) 式と (7-9) 式からわかるように、 $P \Delta V$ 項は圧力と共に増大し高圧下においては無視できなくなり直線的に増加しているのが明らかである。その活性化エネルギーの傾きより活性化体積を求めると $7.5 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ であった。Al-Ag 系

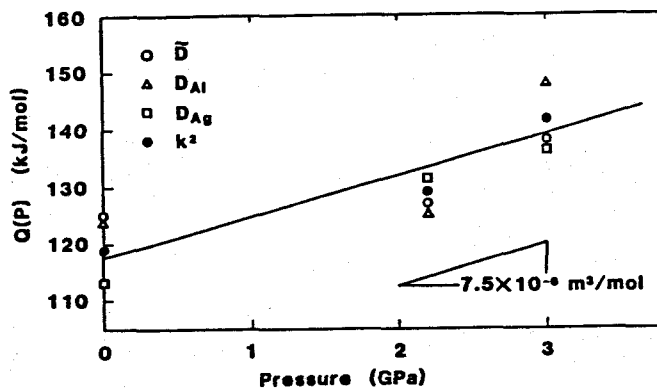


図2.1 Al-Ag系の拡散と相成長の活性化エネルギーの圧力依存性

のように常圧下と高圧力下において反応相の出現形態が変化しないときは(7-7)と(7-9)式により高圧力下の活性化エネルギーをよく評価することができるが、Al-CuとAl-Mg系においては圧力により反応相の出現形態が異なるために単純に(7-7)と(7-9)式を適用し理解することはできない。

一方、活性化体積は相互拡散係数と相成長率の圧力依存性から決定することができる[8,25]。

$$\partial \ln D / \partial P = -\Delta V_D / RT \quad (7-10)$$

$$\partial \ln k^2 / \partial P = -\Delta V_k / RT \quad (7-11)$$

(1-20)式に示されたように拡散が空孔拡散機構で生じているときは拡散の活性化体積 ΔV_D は空孔と活性化錯体の活性化体積 ΔV_f と ΔV_m の和である。一方、相成長の ΔV_k は以前に述べたように相成長の機構はいろいろな因子を含むため複雑なものとなる。しかし、 ΔV_D と ΔV_k の関係式は(7-4)式を圧力Pで微分することにより導くことができる。

$$\Delta V_k = \Delta V_D + \Delta V_g \quad (7-12)$$

ここで ΔV_g はと相の固溶度の圧力依存性から導かれる活性化体積で金属原子を1つ純粹状態から問題としている相に固溶させた時の体積変化である。Al-Ag, Al-Cu, Al-Mg系においてはその体積変化は小さいので[26]、 ΔV_g は無視でき ΔV_k は ΔV_D に等しくなる。

$$\Delta V_k = \Delta V_D \quad (7-13)$$

圧力に対してAl-Ag系のDと k^2 の対数を図2.2a),b)にそれぞれ示す。それらは高

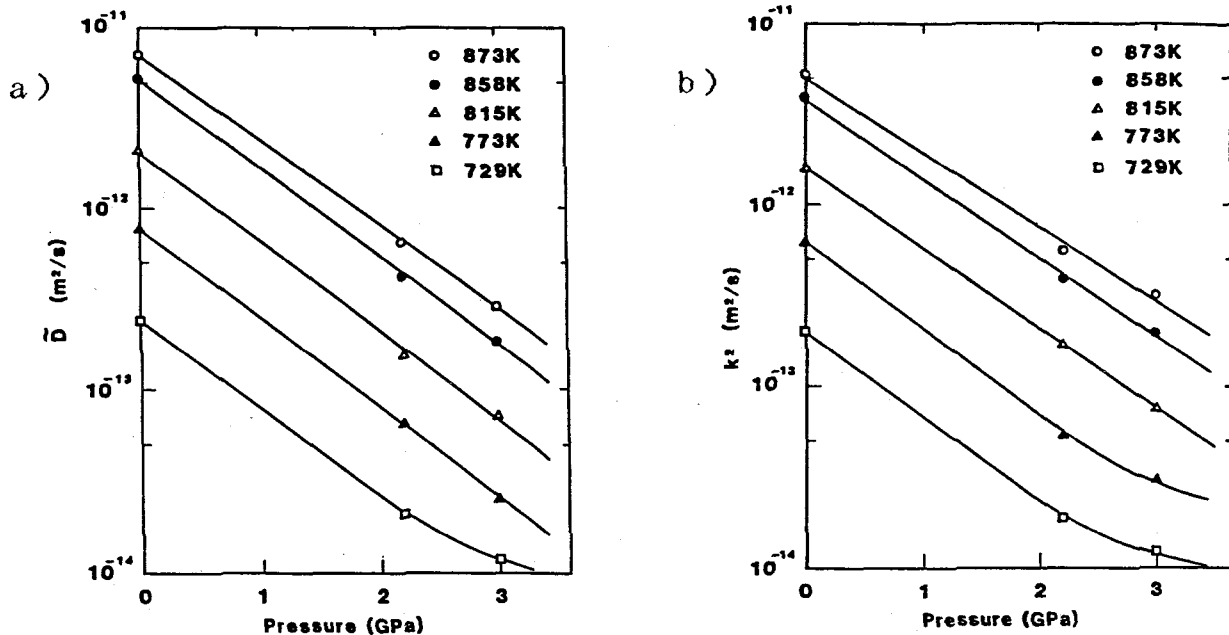


図2 2a), b) Al-Ag系のα相の a)拡散係数とb)層成長率の温度依存性

温度領域にては圧力につれて直線的に低下しているが、低温度部においては粒界拡散によって曲りを持っている。表10に(7-10)と(7-11)式から得た活性化体積を載せる。粒界拡散の寄与は活性化体積値を低くしており、そして粒界拡散が無視されうる高温領域での相互拡散と相成長の活性化体積はそれぞれ 7.9×10^{-6} と $7.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ である。これらの値は(7-7)と(7-9)式より決定した $7.5 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ とよい一致を示している。また、 ΔV_k 値は ΔV_D 値とほぼ同じ大きさである。(7-5)と(7-13)式で示されるように活性化エネルギーと活性化体積が相成長と拡散についてほぼ等しくなることはAl系の相成長には拡散現象が重要な役割をしているといえる。

表10 Al-Ag系の相成長と拡散の活性化体積

Temperature (K)	Activation volume ($\times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$)	
	ΔV_D	ΔV_k
873	7.7	6.9
858	8.0	7.2
815	7.7	6.9
773	7.3	6.6
729	6.1	5.8

A l - C u 系に関しては例として全相の合計した層厚より求めた k^2 の圧力依存性を図 2 3 に示す。全相の層厚は圧力により低下しているのがわかる。 k^2 の圧力依存性より決定した活性化体積と $\Delta V_k / \Delta V_0$ 比を表 1 1 に示す。ここで ΔV_0 は各相のモル体積である。 $\Delta V_k / \Delta V_0$ 比は平均すると約 0. 5 1 である。この値は A l - A g 系に比べると小さい値である。A l - C u 系の中間相は基本的には b c c 構造を持つものである。Hanneman ら [27] によると b c c 構造中の活性化体積は空孔の生成のための活性化体積の緩和が大きく、移動の活性化体積も小さな値のために b c c 構造の金属の拡散の活性化体積はその金属のモル体積の約 0. 4 5 ~ 0. 6 倍の値をとるとしている。このことと本研究の約 0. 5 1 という値は非常によい一致を示している。

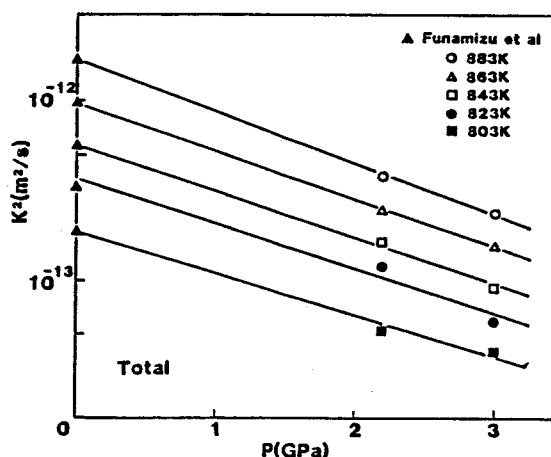


図 2 3 A l - C u 系の層成長率の圧力依存性の例 (Total の層厚の k^2 について)

表 1 1 A l - C u 系の相成長の活性化体積 ΔV_k ($\times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$) と $\Delta V_k / \Delta V_0$ 比

Phase	$\Delta V_0 \times 10^6$ (m^3/mol)	Temperature (k)					Av.
		803	823	843	863	883	
No.1	ΔV_k	5.5	5.8	6.1	6.4	7.1	6.2
No.2		7.2	6.9	6.5	6.4	6.5	6.7
No.3+ β		2.9	3.0	3.5	3.7	3.7	3.3
β		---	---	---	5.6	4.4	5.0
Total		3.6	3.9	4.2	4.4	4.8	4.2
No.1	9.0	0.60	0.64	0.68	0.71	0.78	0.68
No.2	8.3	0.87	0.83	0.78	0.77	0.78	0.81
No.3+ β	7.6	0.38	0.39	0.46	0.48	0.48	0.44
β	7.7	----	----	----	0.73	0.57	0.65
Total	8.31	0.41	0.47	0.62	0.46	0.58	0.51

Al合金の相成長の活性化体積については Hilliard ら [28] が高圧力下でのAl-Cu系の θ 相の高温析出の研究を行い、 θ 相の高温析出はCuの拡散により律速されているとした。その活性化体積は $6.8 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ である。本研究の θ 相の相成長率の活性化体積は $5.5 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol} \sim 7.1 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ でありよく一致している。このことから相成長には拡散が大きな寄与をしていると結論できる。

表12にAl-Mg系の γ 相の ΔV_k 値と ΔV_D 値を示す。この系においても ΔV_k 値と ΔV_D 値は同程度の大きさである。しかし、これらの活性化体積はAl-Ag系に比べると約1/2の大きさしかなく小さい値を示している。Al-Cu系と同様にAl-Mg系の γ 相は基本的には密度の低いbcc構造であり、しかも表13でわかるように温度の低下と共に活性化体積の値は低下している。これは先に述べたAl-Ag系と同様に粒界拡散の寄与によるものであり、Al-Mg系の研究温度はAl-Ag系に比べて低いことから粒界拡散の影響はさらに大きく活性化体積の大きな低下となったといえる。

表12 Al-Mg系の γ 相の相成長と拡散の活性化体積

Temperature (K)	Activation volume ($\times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$)	
	ΔV_D	ΔV_k
673	2.8	3.0
703	2.4	3.1
733	3.8	3.6
763	3.2	3.5
793	3.8	4.8

Al-Ag系の拡散の活性化体積については、Ag中のAlの不純物拡散の活性化体積はまだ報告されていない。Ag中の自己拡散の活性化体積は $9.6 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ が報告されている [29]。Al中のAgの不純物拡散の活性化体積は $8.0 \times 10^{-6} \sim 8.1 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ であり、Al-Ag系のAl固溶体中の活性化体積は $7.7 \times 10^{-6} \sim 7.8 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ であることを第6章で述べた。Alの自己拡散の活性化体積は多くの研究者により実験的そして理論的に報告されており、拡散への複空孔と単空孔の寄与の程度についてその活性化体積の大きさは単空孔拡散機構に対しては $7.2 \times 10^{-6} \sim 8.6 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ であり、複空孔拡散機構には $1.13 \times 10^{-5} \sim 1.62 \times 10^{-5}$

m^3/mol であると第6章で述べた。A lとA gは共にf c c構造であり ϵ 相はh c p構造であるため、 ϵ 相の拡散の活性化体積とA lやA gの活性化体積とは比較することはできない。しかし、b c c構造と違い、f c cとh c p構造は最密構造であるのでそれらの活性化体積はほぼ同じ大きさを持つと期待される[30]。 ϵ 相の拡散の活性化体積はA l中のA gの不純物拡散の活性化体積や単空孔拡散機構に支配されるA lの自己拡散の活性化体積の大きさに近い。それ故、本研究の ϵ 相の相成長の活性化体積は ϵ 相の相成長が単空孔拡散機構により主に支配されていることを示唆しているといえる。

7-5 まとめ

- (1) A l-A g系では生成相は常圧力下と高圧力下で変わらず ϵ 相のみであった。
- (2) A l-C u系では高圧力下においては常圧力下で生成した相に加えて β 相が高温部に生成した。
- (3) A l-M g系では常圧力下で生成していた β 相が高圧力下において消失した。
- (4) 生成相の一部において拡散係数を決定し、その温度依存性より活性化エネルギーそして圧力依存性より拡散の活性化体積を得た。
- (5) A l-A g, A l-C u, A l-M g系のすべての反応相は圧力によりそれらの相成長率を抑制された。それらの相は放物線則に従って成長しそれより得られる相成長率の温度依存性より活性化エネルギーそして圧力依存性より相成長の活性化体積を得た。
- (6) 本研究の3つの系においては相成長には拡散現象が大きな役割を果たしていることが活性化エネルギーと活性化体積よりわかった。
- (7) それらの活性化エネルギーと活性化体積より相成長は拡散律速であると明らかにしA l-A g系では単空孔拡散機構によるものであるとした。

7-6 参考文献

- [1] S.Storchheim, J.L.Zambrow and H.H.Hausner, J.Metals, 6 (1954) 269.

- [2] A.D.LeClaire and I.J.Bear, J.Nucl.Ener., 2 (1956) 229.
- [3] L.S.Castleman, J.Nucl.Mater., 3 (1961) 1.
- [4] L.S.Castleman and L.L.Seigle, Trans.Met.Soc.AIME, 212 (1958) 589.
- [5] Y.Adda, M.Beyeler, A.Kirianenko and B.Pernot, J.Metals, 6 (1954) 269.
- [6] Y.Fujiwara, M.Katayama, K.Hara and J.Osugi, High temperature - High pressure, 12 (1980) 643.
- [7] M.Katayama, Rev.Phys.Chem.Japan, 48 (1978) 84.
- [8] M.Katayama, K.Hara and J.Osugi, Rev.Phys.Chem.Japan, 47 (1977) 42.
- [9] N.M.Guemen and L.P.Podus, Fiz.Metal.Metalloved, 34 (1972) 776.
- [10] N.M.Guemen and M.D.Rarog, Fiz.Metal.Metalloved, 32 (1971) 786.
- [11] B.Ya.Pines, N.M.Guemen and L.P.Podus, Fiz.Metal.Metalloved, 25 (1968) 314.
- [12] H.A.Froot and L.S.Castleman, Trans.Met.Soc.AIME, 227 (1963) 838.
- [13] T.Yamane, J.Takahashi and H.Yashiki, J.Japan Inst.Light Metals, 25 (1975) 167.
- [14] Y.Funamizu and K.Watanabe, Trans.JIM., 12 (1971) 147.
- [15] Y.Funamizu and K.Watanabe, Trans.JIM., 13 (1972) 278.
- [16] M.Hansen, "Constitution of binary alloys", McGraw-Hill Book Co. Inc., New York (1958).
- [17] C.Matano, Japan Phys., 8 (1933) 109.
- [18] Th.Heumann, Z.Phys.Chem., 201 (1952) 168.
- [19] V.Ruth and G.W.Powell, Acta Met., 12 (1964) 264.
- [20] L.S.Darken, Trans.Amer.Inst.Min.(Met.)Engrs., 175 (1948) 184.
- [21] 諸住正太郎, 菊地通夫, 軽金属, 32 (1982) 195.
- [22] G.V.Kidson, J.Nucl.Mat., 3 (1961) 21.
- [23] J.B.Clark and F.N.Rhines, Trans AIME, 209 (1957) 6.
- [24] Y.Funamizu and K.Watanabe, Trans.JIM., 15 (1974) 46.
- [25] Y.Adda and J.Philibert, "La Diffusion dans les Solides", Presses Universitaires de France, Paris, (1977).

- [26] W.B.Pearson, "Handbook of Lattice Spacing and Structure of Metals", Pergamon Press, New York, (1958).
- [27] R.E.Hanneman, R.E.Ogilvie and H.C.Gatos, Trans AIME, 233 (1965) 691.
- [28] J.E.Hilliard and J.W.Cahn, "Progress in Very High Pressure Research", ed., F.P.Bundy, W.R.Hibbard, Jr. and H.M.Strong, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1960).
- [29] F.R.Bonanno and C.T.Tomizuka, Phys.Rev., 137 (1965) A1264.
- [30] T.Gorecki, Z.Metallkunde., 65 (1974) 426.

第8章 高圧力下のアルミニウム合金の状態図

8-1 緒言

高圧力技術の進歩と共に高圧力下の金属物性は近年数多く報告されているが、合金中の相平衡への圧力の影響についての報告は少ない [1,2]。単純な1成分系への高圧力の影響と異なり2成分系の平衡状態に対する高圧力の影響を検討するには、相変態が拡散により律速されていると考えられるため拡散型相変態の機構（平衡に近づく速さ）とその平衡状態について考慮せねばならない。平衡状態図の研究においてよく行われている平衡に達するまでの長時間にわたる熱処理は、第6, 7章に述べたように拡散現象が高圧力により抑制されるために、より長い熱処理時間を必要とするものである。しかし、そのような熱処理は高圧力下においては不可能に近く、研究報告の少ない原因の1つである。

相変態の測定手段としては電気抵抗測定、示差熱分析法、光学顕微鏡観察、電子顕微鏡観察、X線回折、拡散法等の方法がある。それらの中で拡散法は上述の長時間の熱処理を必要としない利点があり、相境界濃度だけでなく金属間化合物相の出現をも同時に測定でき、それらの相の成長速度も決めることができる有力な方法である。しかし、ここで拡散現象は非平衡状態における現象であることに注意しなければならないが、局部平衡が成立するときは平衡状態に極めて近い情報を提供してくれる方法である。

常圧力下の2元Al合金系の状態図 [3,4] は今までに数多くの研究がなされているが高圧力下の状態図については純Al, Ag, Cu, Mg等の融点への圧力の影響 [1]と圧力下のAl中のSi [5]とAg, Cu [6]の固溶限が報告されているにすぎない。さらに高圧力下の2元系状態図についての報告は全くない。

本研究の目的は拡散法により高温度で高圧力 (3GPaまで) 下でのAl中のAg, Cu, Mgの固溶限を決定し、熱力学的評価をおこなうことと、計算機による高圧力下の状態図計算の手法を確立し、Al-Mg系に適用しその有効性について検討することである。

8-2 実験方法

実験方法は第7章と同様であるが、Al-Mg系については β 相の生成条件を明らかにするため、反応拡散焼鈍（1.2GPa, 573K、2GPa, 573K、1.2GPa, 700K）と常圧力で反応拡散させた拡散対を高圧力で再度拡散焼鈍をした。 β 相（38at%Mg）を作製し焼鈍条件（2.2GPa, 773K, 14.4ks）で焼鈍処理を行った。反応拡散法とEPMA法によりAl-Ag, Al-Cu, Al-Mg系の相境界濃度を決定した。組織観察は光学顕微鏡とSEMにより行なった。

8-3 結果

8-3-1 Al-Ag系

濃度距離曲線は第7章の図2で示した通りであるが、 $X/t^{1/2}$ で濃度距離曲線を示すと拡散時間にかかわらずそれらの曲線が重なることは各相の濃度が時間によらず一定拡散現象が局部平衡にあることを示している。それ故、各相での相境界濃度は平衡濃度に極めて近いと考えてよい。

Al中のAgの固溶度と相のAl側境界濃度を図1に示す。ここで比較のため0GPaでのHansenの平衡状態図[3]とRobertsら[7]の報告を引用した。またZakharova

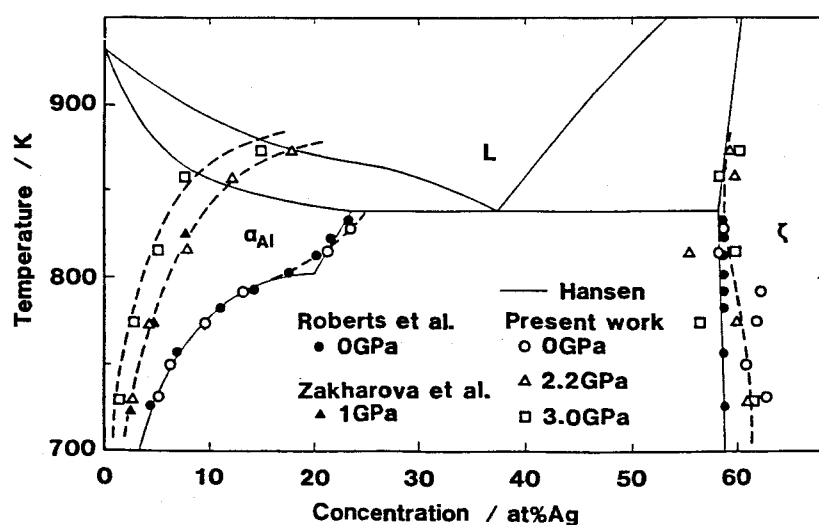


図1 高圧力下のAl中のAgの固溶度

ら [6] の 1 GPa での固溶度も記入した。常圧力下では約 3.8 at% Ag の濃度で共晶反応が存在するために 839 K 以上の温度域での拡散焼鈍により拡散層内に溶融相が出現するが、2.2 と 3 GPa の圧力下では 873 K の拡散焼鈍によっても拡散層内に溶融相が出現しなかった。これは高圧力により共晶反応が上昇したためである。常圧力下の Al 中の Ag の固溶度は Hansen の平衡状態図と Roberts らの固溶濃度と極めてよく一致している。しかし、高圧力によって Al 中の Ag の固溶度は著しく減少している。Zakharova らも 1 GPa ではその固溶度は減少すると報告しているが、それは本研究の 2.2 GPa のものに近い。一方、 α 相の Al 側の境界濃度は圧力に対してほとんど変化せず、平衡状態図の濃度や Roberts らの値と比べるとすこし高めとなり温度の低下とともに 5.9 at% から 6.2 at% Ag の濃度へと Ag 側へ移動している。

8-3-2 Al-Cu 系

Al 中の Cu の固溶度を図 2 に示す。常圧力下の固溶度は Hansen の平衡状態図に報告されているものとよく一致している。このことは Al-Ag 系で述べたように反応拡散法により決定した相境界濃度は平衡濃度に近いことを示唆している。Cu の固溶度は高圧力によりあまり変化せずその固溶度がわずかに広がる程度である。

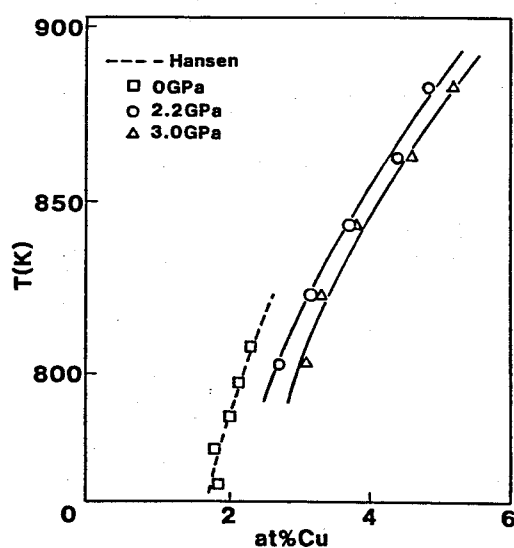


図2 高圧力下の Al 中の Cu の固溶度

常圧力下の平衡状態図によると821K, 17.3at%Cuにおいて共晶点が存在するため、常圧力下においては821K以上で拡散焼鈍すると拡散領域に液相が存在するが、2.2と3.0GPaの圧力下においては883Kという高温においても液相は現れなかった。第7章で述べたように2.2と3.0GPaの圧力下においては常圧力下で生成した相以外に β 相が863と883Kの拡散焼鈍温度にて生成した。

8-3-3 Al-Mg系

Al中のMgの固溶度を図3に示す。その固溶度は圧力と共に増大している。しかし、2.2と3.3GPaにおける固溶度の変化量に比べると0から2.2GPaとの固溶度の変化量は大きい。これは後で述べるように0から2.2GPaの圧力の間で β 相が消失することに原因がある。Zakharovaら[6]によると1GPaまでの圧力ではAl中の固溶度は減少すると報告している。このことは β 相の消失していない圧力範囲で固溶度を測定したためであろうと推測される。

第7章で述べたように β 相は常圧力下では反応拡散により生成されるが2.2GPa以上

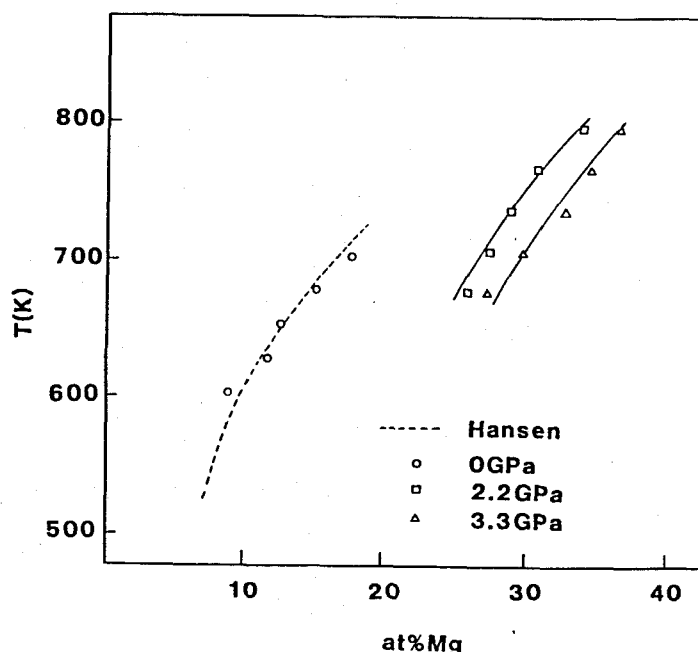


図3 高圧力下のAl中のMgの固溶度

の圧力下では生成されなかった。この原因としては2つが考えられる。

- 1) 高圧力下で拡散係数が変化したため β 相が成長できない。
- 2) β 相がある高圧力以上では安定に存在できない。

このどちらが原因であるかを明らかにするために以下に示すような研究を行った。上記の原因1)であれば常圧力下で生成した β 相は高圧力下の拡散焼鈍においてその層厚を減少させることにより消失することになる。原因2)であれば常圧力下で生成した β 層は高圧力下での相変態反応により消失するといえる。拡散対を常圧力下0 GPa, 598 K, 14.4 ksの拡散焼鈍し反応拡散相として β と γ 相を拡散領域に生成させた後、高圧力下2.2 GPa, 733 K, 7.2 ksの拡散焼鈍を行った。その反応生成物のSEM像を図4に示す。 γ 相はそのまま存在し安定であるが β 相は相変態にて消失している。このことより β 相の消失は原因2)によるものと考えられる。 β 相がどのような反応にて消失しているかさらに検討するために99.996%Alと99.996%MgよりAr雰囲気中で β 相合金(38at%Mg)を作製しその合金を高圧力下2.2 GPa, 773 K, 14.4 ksの条件にて焼鈍した。図5にその合金のSEM像を示す。これは図4に示した β 相の消失形態と同様であり、 β 相が消失し新しい2相が生成している。 β 相が2相に分離した相の濃度測

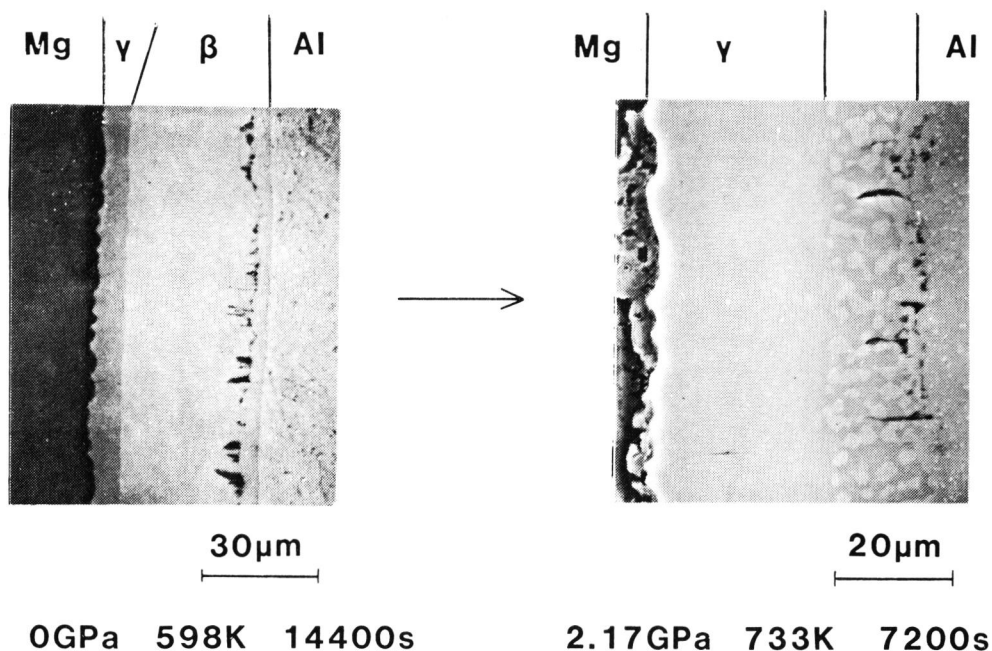


図4 Al-Mg系の常圧力下で拡散焼鈍後、さらに高圧力下で
拡散焼鈍した拡散対の生成相のSEM像

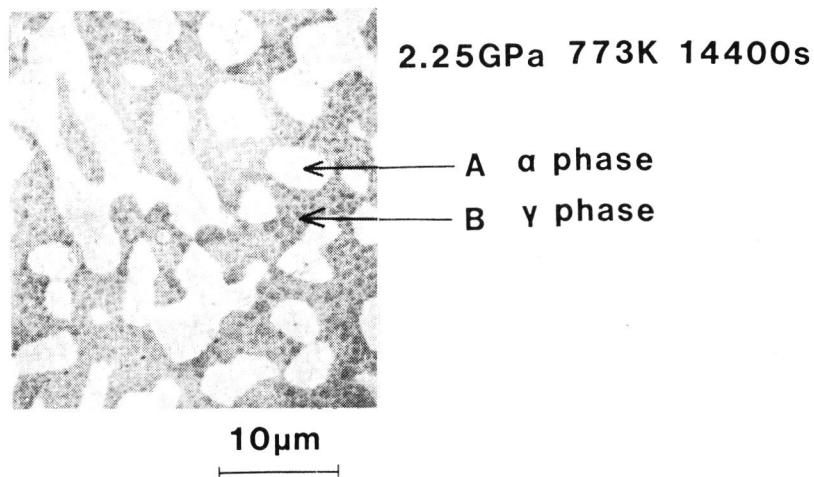


図5 Al-38at%Mg合金を2.2GPa, 773K, 14,4ksで焼鈍した時の生成相のSEM像

定をEDX分析により行った。その濃度測定結果を表1に示す。これらの濃度は α と γ 相の濃度とよく一致していることから、後で述べるような包析反応により β 相は消失したといえる。

表1 2.2GPa, 773K, 14.4ksで焼鈍した38at%Mg合金の分析結果

	at%Mg	at%Al
A	32.6	67.4
B	46.3	53.7

8-4 考察

8-4-1 固溶限の圧力依存性

合金の1次固溶体（ α 固溶体）の固溶度への高圧力の影響の定量的な評価は固溶体とそれに平衡する相（ β 相）の自由エネルギー曲線の考察により行うことができる。簡単にするために2つの仮定をおく。

(1) 高圧力下の自由エネルギー $G(P)$ は、 $G(P) = G(0) + \int_0^P V dP$ と表わされる。ここで $G(0)$ は圧力0での自由エネルギー、 V はモル体積である。

(2) β 相の存在する濃度範囲は狭く、高圧力によっても相境界濃度は変化しない。

$$g(x, P + \Delta P) = g(x, P) + \Delta P V_B \quad (8-1)$$

ここで $g(x, P)$ は β 相の自由エネルギー、 x は濃度、 P は圧力、 V_B は β 相のモル体積である。

図6に各相の自由エネルギー曲線と平衡濃度点の概略図を示す。ここで記号については以下に示す。

V_i, x_i ; i 相のモル体積と濃度, f, g ; α と β 相の自由エネルギー

P ; 圧力, $\Delta P, \Delta x$; 圧力と濃度の変化量

α 相と β 相の平衡濃度はそれらの相の自由エネルギー曲線の共通接線の接点濃度であるから平衡条件式より、

$$\begin{aligned} \partial f(x_\alpha + \Delta x, P + \Delta P) / \partial x = \{ g(x_\beta, P + \Delta P) \\ - f(x_\alpha + \Delta x, P + \Delta P) \} / (x_\beta - x_\alpha - \Delta x) \end{aligned} \quad (8-2)$$

$$\partial f(x_\alpha, P) / \partial x = \{ g(x_\beta, P) - f(x_\alpha, P) \} / (x_\beta - x_\alpha) \quad (8-3)$$

が得られる。

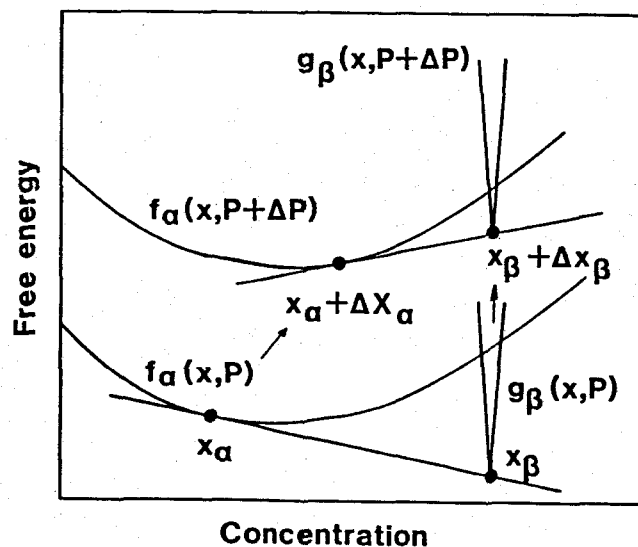


図6 自由エネルギー曲線と平衡濃度点の概略図

$f(x_\alpha + \Delta x, P + \Delta P)$ は Taylor 分解し熱力学より自由エネルギーの圧力微分は体積であることから

$$f(x_\alpha + \Delta x, P + \Delta P) = f(x_\alpha, P) + \Delta x \partial f(x_\alpha, P) / \partial P + \Delta P V_\alpha \quad (8-4)$$

が得られる。ここで高次の項は非常に小さいので無視した。(8-1), (8-2), (8-3), (8-4)式より

$$\partial x_\alpha / \partial P = \{ (V_B - V_\alpha) / (x_B - x_\alpha) - \partial V_\alpha / \partial x_\alpha \} / \{ \partial^2 f(x_\alpha, P) / \partial x_\alpha^2 \} \quad (8-5)$$

が得られる。この式を数学的に導く際に高次の微分項を無視しているためにその適用範囲は限られることに注意を要する。さらに

$$df/dx = (1-x) d^2f/dx^2 \quad (8-6)$$

を用いて変形すると Kaufman [1] が他の方法により導出した式と同一になることを述べておく。 α 固溶体を正則溶液近似すると、(8-5)式の自由エネルギーの2次微分項は、

$$\partial^2 f(x_\alpha, P) / \partial x_\alpha^2 = RT / \{ x_\alpha (1 - x_\alpha) \} - 2\Omega \quad (8-7)$$

と表わされる。2相分離する系においては Ω は正值 [8] であるので、(8-7)式はスピノーダル分解する濃度領域では負値を示し、その他の範囲すなわち α 固溶体領域では正值となる。それ故、(8-5)式で示される固溶度の圧力依存性の正負は、 $(V_B - V_\alpha) / (x_B - x_\alpha)$ と $(\partial V_\alpha / \partial x_\alpha)$ 項の大きさに依ることになる。それ故、次の4つの場合がある。

1) $V_B > V_\alpha$, $(\partial V_\alpha / \partial x_\alpha) < 0$ の場合で $(V_B - V_\alpha) / (x_B - x_\alpha)$ 項と $(\partial V_\alpha / \partial x_\alpha)$ 項がともに正值であるため $\partial x_\alpha / \partial P$ は大きな正值となり、固溶限は圧力と共に大きく増大することになる。この例としては Al-Si 系 [5] があり圧力によって大きく固溶度が増大しているのが報告されている。

2) $V_B < V_\alpha$, $(\partial V_\alpha / \partial x_\alpha) > 0$ の場合であり、1) の場合とは逆である。このときは大きな負値を示すことになる。固溶度は圧力によって大きく低下し、Al-Ag 系がこの場合に相当する。

3) と 4) $V_B > V_\alpha$, $(\partial V_\alpha / \partial x_\alpha) < 0$ と $V_B < V_\alpha$, $(\partial V_\alpha / \partial x_\alpha) > 0$

<0の場合であり、これら両方の場合においては $(V_B - V_\alpha) / (x_B - x_\alpha)$ 項と $(\partial V_\alpha / \partial x_\alpha)$ 項が互いに異符号であるため打ち消し合い、 $\partial x_\alpha / \partial P$ は正值または負値をとることとなりその絶対値は小さい。3) の場合には Al-Cu 系がありその固溶度は圧力によってほとんど変化せず、わずかに増加している。Al-Mg 系の固溶度の圧力依存性は 4) の場合に対応し、 β 相が圧力により消失するためにこのモデルは適用できない。Al-Mg 系に関しては後で圧力下の状態図計算において説明することができる。

8-4-2 固溶限の温度依存性

1 次固溶体の固溶度の温度依存性は溶質濃度が 1 から 10at% までの濃度範囲では次式により表わされることを Freedman ら [9] が報告している。

$$\ln(C_A / (1 - C_B)) / (1 - 2C_A) = \Delta H^{Ex} / RT + \Delta S^{Ex} / R, \quad (8-8)$$

ここで ΔH^{Ex} と ΔS^{Ex} は過剰のエンタルピーとエントロピーであり、 C_A は 1 次固溶体の溶解度、 C_B は 1 次固溶体と平衡する相の相境界濃度である。(8-8) 式による固溶度の検討については、Al-Cu 系と Al-Mg 系については常圧力下と高圧力下における生成相が異なることから常圧力下も高圧力下も同様の α 相のみである Al-Ag 系に議論を限る。Al-Ag 系の各圧力下での固溶度の温度依存性を図 7 に示す。過剰エンタルピーが 55 kJ/mol と 30 kJ/mol のときの傾きを記入した。低温部の傾き 30 kJ/mol は 523 K から 673 K の温度域の溶解度曲線から算出した Fujikawa [10] の報告している値による。常圧力下の高温部域における溶解度は今までに報告されている値とよく一致している。また、高圧力下のプロットは常圧力下のものと同じ形状である。それらは高温部から低温部にわたり直線性を示していない。高温部での直線からのずれは固溶濃度が (8-8) 式の適用濃度限界を越えたためである。低温部でのずれは Al への他の元素の固溶度についてもよくあり (8-8) 式のプロットの特徴である。これは低温部において真の平衡を得ることが困難であることと固溶度が非常に狭くなることによる測定誤差のため見かけ上の過剰エンタルピーを小さく見積ったためである [11]。図 7 の実線部の過剰エンタルピーは常圧力下で約 52 kJ/mol となり、2.2 GPa と 3 GPa の圧力下ではそれぞれ約 53 と 59 kJ/mol であ

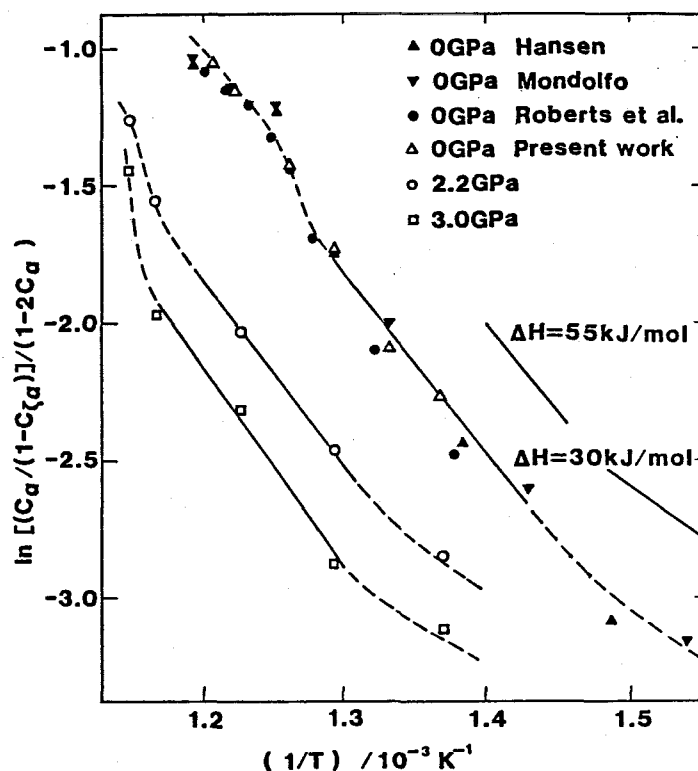


図7 Al-Ag系の固溶度の温度依存性

る。そのエンタルピーは圧力と共に増大している。

溶質元素がその純金属状態より希薄 α 固溶体中に入った時の体積変化 ΔV^{ex} と内部エネルギー ΔE^{ex} でエンタルピー ΔH^{ex} を表わすと、

$$\Delta H^{\text{ex}} = \Delta E^{\text{ex}} + P \Delta V^{\text{ex}} \quad (8-9)$$

となる。さらに (8-9) 式を (8-8) 式に代入し P で偏微分すると、

$$\partial \left(\ln \left(\frac{C_A}{(1 - C_B)} \right) / (1 - 2C_A) \right) / \partial P = -\Delta V^{\text{ex}} / RT, \quad (8-10)$$

が得られる。(8-10) 式に従って溶解度の圧力依存性を図8に示す。それは圧力と共に低下しているのがわかる。この傾きよりおよそ $2 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{mol}$ の体積が得られた。

一般に ΔH^{ex} と ΔV^{ex} 値は同じ符号をもつので2相分離を生じるAl-Ag系ではAl側で ΔH^{ex} 値は正值を示し、 ΔV^{ex} も正值を持つと考えられる [8]。しかし、その ΔV^{ex} 値は格子定数 [12] から算出される約 $1.6 \times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{mol}$ より大きい。この不一致については説明できないが、定性的には正值であることから固溶度は圧力により減少し、 ΔH^{ex} は圧力の増大により増加することが理解される。

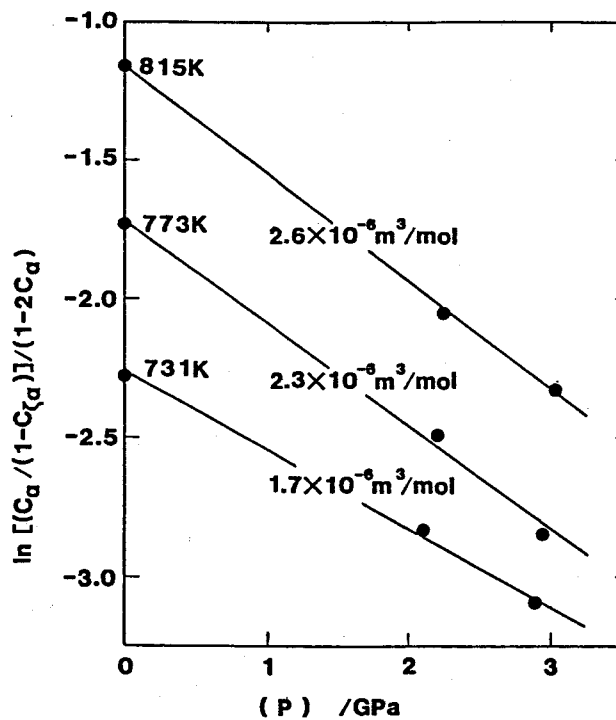


図8 Al-Ag系の固溶度の圧力依存性

8-4-3 高圧力下の状態図計算

固溶度の圧力依存性や温度依存性は上述の簡単な取り扱いにより理解を深めることができたが、Al-Cu系とAl-Mg系については常圧力下と高圧力下での生成相が異なることに関しては高圧力下の平衡状態図を考える必要性がある。

状態図計算は熱力学的データから相の自由エネルギー関数 ΔG_m を評価し、その相とこれに平衡する相の自由エネルギー関数について平衡条件を満足する合金濃度を求めることによって行われる。状態図計算については常圧力下において今までに数多くの研究[13]

がなされてはいるが高圧力下では少ない。これは高圧力下での金属に関する物性値の報告がほとんどないこともその一因である。またAl-Cu系のように数多くの中間相の存在する系に関しては常圧力下といえども熱力学的データが完全に揃わず状態図計算の報告はない。それ故、Al-Cu系についてはClausius-Clapeyronの式[11]より定性的に考察をし、Al-Mg系については常圧力下における平衡状態図計算法を高圧力下に拡張することにより相の安定性について考察する。

a) Al-Cu系

この系は常圧力下において821K, 17.3at%Cuの共晶点があり、



という共晶反応がある。共晶反応の圧力依存性は Clausius-Clapeyron の式により評価することができる [11]。

$$dT_e/dP = T_e \Delta V / \Delta H \quad (8-10)$$

ここで T_e は共晶温度、 ΔV と ΔH は相変態に伴う体積変化とエンタルピー変化である。共晶反応の圧力依存性の計算のためには合金の ΔV と ΔH が必要であるが、それらの値は報告されていない。ここでは近似的に純金属の ΔV と ΔH より按分することにより共晶反応濃度における ΔV と ΔH として計算をすすめる。これによると dT_e/dP 値は約 $5 \times 10^{-1} \text{K/GPa}$ となる。2.2GPaでは約110K, 3.0GPaでは150K程の共晶点の上昇となり、共晶点温度は2.2GPaでは約930K, 3.0GPaでは約970Kとなり本研究の883Kまでの温度範囲では液相が出現しないことが理解できる。一方、 β 相の生成は第7章で述べたように3.0GPaにおいても約10~20Kという程度しか共析温度は上昇せず863Kと83Kで高圧力下において拡散焼鈍すると β 相が出現することがわかる。共析反応が共晶反応に比べて圧力依存性が小さいのは(8-10)式において特に ΔV 値が小さいことによるといえる。

b) Al-Mg系

Saboungi [14] は常圧力下のAl-Mg系の状態図計算をするために以下のように自由エネルギー関数を評価している。

i-j 2元系合金における固溶体 ϕ 相の自由エネルギー $G_{ij}(\phi)$ は正則溶体近似により

$$G_{ij}(\phi) = X_i G_i^{\phi}(\phi) + X_j G_j^{\phi}(\phi) + RT \{X_i \ln(X_i) + X_j \ln(X_j)\} + \Delta G_F^{\phi}(\phi), \quad (8-11)$$

と表わされる。ここで添字 i, j は原子種である。X はモル分率、 $G_i^{\phi}(\phi)$ は ϕ 相中の

純粋な i 元素の自由エネルギーである。 $\Delta G_{ij}^E(\phi)$ は ϕ 相中の過剰自由エネルギーであり相互作用パラメーター $\phi(i, j)$ で

$$\Delta G_{ij}^E(\phi) = X_i X_j \{X_i \phi(i, j) + X_j \phi(j, i)\}, \quad (8-12)$$

と表わされる。中間相 θ については固溶領域のない Line compound として存在すると仮定し、

$$G(\theta) = X_i^{\theta} G_i^{\theta}(\theta) + X_j^{\theta} G_j^{\theta}(\theta) + X_i^{\theta} X_j^{\theta} \{L_{ij}(X_i^{\theta}, X_j^{\theta}) - C\}, \quad (8-13)$$

としている。ここで X_i^{θ} は θ 相の組成であり、 $X_j^{\theta} = 1 - X_i^{\theta}$ である。 C は Compound パラメーターである。 $L_{ij}(X_i^{\theta}, X_j^{\theta})$ は

$$L_{ij}(X_i^{\theta}, X_j^{\theta}) = X_i^{\theta} L(i, j) + X_j^{\theta} L(j, i) \quad (8-14)$$

で示される量である。ここで $L(i, j)$ は液相の相互作用パラメーターである。

本研究では高圧力下の状態図を計算するために Saboungi の方法を高圧力下に拡張する。熱力学より高圧力 P 下の自由エネルギー $G(P)$ と常圧力下の自由エネルギー $G(0)$ との関係は

$$G(P) = G(0) + \int_0^P V dP \quad (8-15)$$

と表わされる。ここで V は相のモル体積である。(8-15) 式の第 2 項を計算するために相のモル体積の濃度依存性、温度依存性、圧力依存性を考慮して以下に示す近似式で V を表わす。

$$V = V_0 + aX + b(T - T_0) - cV_0P \quad (8-16)$$

ここで V_0 と T_0 は基準となる量であり、 a , b , c は濃度依存性、温度依存性、圧力依存性を示す定数である。(8-15) 式は (8-16) 式より、

$$G(P) = G(0) + P \{V_0 + aX + b(T - T_0) - cV_0P/2\} \quad (8-17)$$

と簡単な形となる。Saboungi の式を (8-17) 式に代入することにより高圧力下の Al-Mg 系の自由エネルギー関数とする。

平衡状態において平衡する 2 相の化学ポテンシャルは等しいことと平衡組成において自由エネルギー曲線の接線の勾配が等しいという平衡条件から平衡する 2 つの相の自由エネルギー曲線に共通の接線が存在ししかもその接線の示す自由エネルギーが最少である合金濃度を求めることにより状態図計算は行われる。自由エネルギー関数より平衡する合金濃

度を得るために Neuton-Raphson 法にて計算をした。表 2～4 に計算に用いた数値を示す。それらのほとんどは文献 [12,15,16] より引用したが、報告されていない値については純金属の物性値 [15] から結晶構造などを考慮して高圧力下の Al 中の固溶度を満足するような数値を採用した。計算による自由エネルギー曲線を図 9a),b) に示す。図 9a) において β 相が常圧力で安定に存在していることがわかる。しかし、図 9b) で示されるように β 相の自由エネルギーは α 相と γ 相の自由エネルギー曲線の共通接線よりエネルギー的に高く β 相が高圧力下において存在できないことを示している。

表 2 Al-Mg 系の状態図の計算に用いた数値 (その 1)

Phase	G_{α}^0 (J/mol)	G_{β}^0 (J/mol)
α	-10726+11.5T	-7018+11.5T
β	-10726+11.5T	-7018+11.5T
γ	-10726+11.5T	-7018+11.5T
L	0	0

表 3 Al-Mg 系の状態図の計算に用いた数値 (その 2)

Phase	$\phi(\text{Al,Mg}), \phi(\text{Mg,Al})$ (J/mol)	$L(\text{Al,Mg}), L(\text{Mg,Al})$ (J/mol)	C (J/mol)
α	-1257	-----	-----
β	-----	-10056+3.35T	13324+0.88T
γ	-----	-10056+3.35T	13324+4.19T
L	-10056+3.35T	-----	-----

表 4 Al-Mg 系の状態図の計算に用いた数値 (その 3)

$$V(x,T,P) = V_0 + ax + b(T-T_0) - cV_0P, \quad x; \text{ Mole fraction of Mg}$$

Phase	V_0 (m ³ /mol)	a (m ³ /mol)	b (m ³ /mol · K)
α	10.0×10^{-6} [12]	3.5×10^{-6} [12]	5×10^{-10} [15]
β	11.65×10^{-6} [12]	-----	5×10^{-10} [15]
γ	12.0×10^{-6} [12]	-----	3×10^{-10} [15]
L	11.74×10^{-6} [15]	3.5×10^{-6} [15]	1.3×10^{-9} [15]
	c (Pa ⁻¹)		T_0 (K)
α	6×10^{-12} [15]		293
β	----		293
γ	----		293
L	$(1.1+1.2x)[1+1.5 \times 10^{-3}(T-933)] \times 10^{-11}$ [16]		293

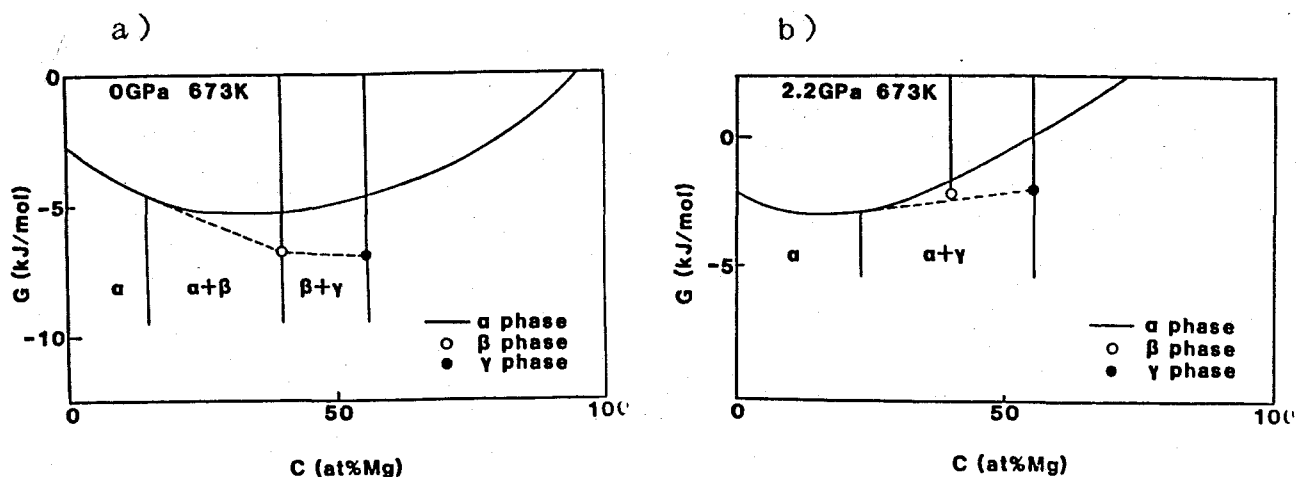


図9a),b) Al-Mg系の a)0GPa と b)2.2GPa の圧力下での
673Kにおける自由エネルギー曲線

図10a),b),c)に常圧力、2.2GPa、3.3GPa下の状態図の計算結果を示す。常圧力下の計算による状態図は Saboungi ら [13] の計算と同様であり、Hansen の状態図ともよく一致している。この計算においては ϵ 相についてはその熱力学的データがないために計算はしていないが β 相、 γ 相、 α Al 固溶体の計算値にはなんの影響も与えないことを述べておく。高圧力下の状態図計算よりわかるように常圧力下の状態図との大きな違い

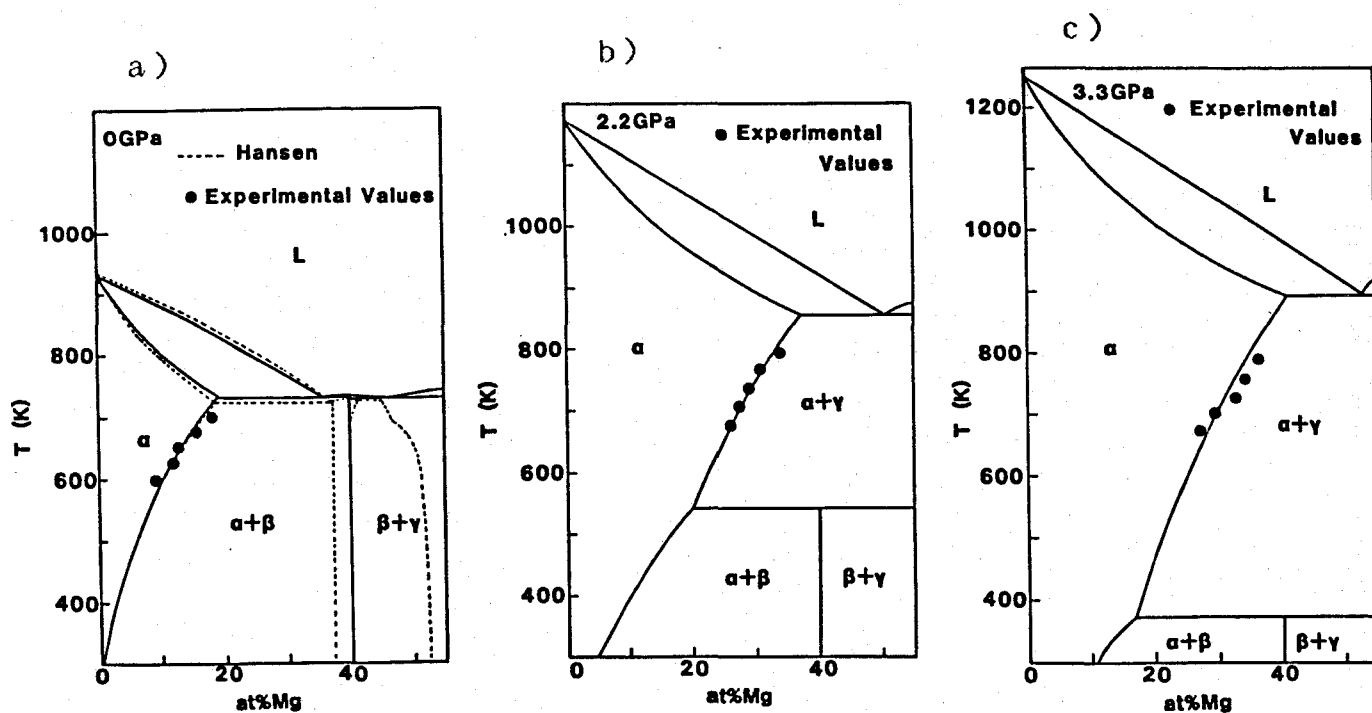


図10a)-c) a)0GPa, b)2.2GPa, c)3.3GPa の圧力下における
Al-Mg系の状態図の計算結果

は α Alの固溶度と β 相の存在温度範囲である。 α Alの固溶度は圧力により少し増大していることが計算されている。特に β 相が高温で存在していないことが固溶度を増大している一因であるといえる。 β 相は常圧力下では見られなかった包析反応、



により高温、高圧力下で消失し、低温領域にて安定に存在していることが計算されている。この計算値によると低圧力、低温度領域で β 相が存在していると期待できることから、1 GPa, 573 K, 10.8 ksの拡散焼鈍条件による生成相をSEMで観察した。図11にその結果を示す。 γ 相の隣に β 相が約8 μ mの幅で存在しているのがわかる。このことは計算による状態図が実際の高圧力下の平衡状態を正しく記述しているといえる。計算によ

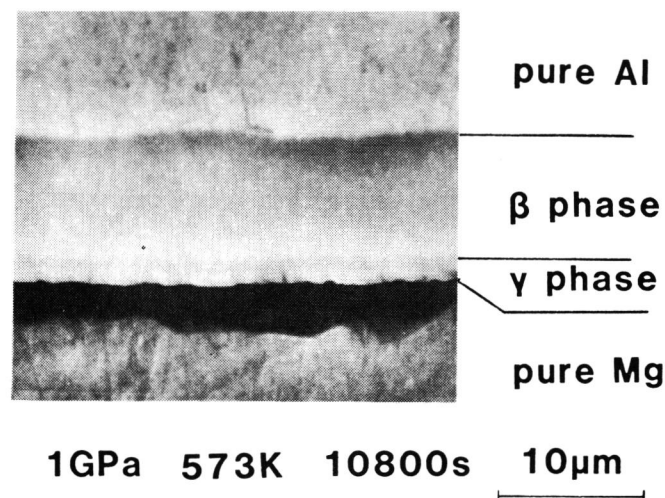


図11 Al-Mg系の低圧力下、低温度域における反応拡散による生成相のSEM像

る共晶反応と包析反応の圧力依存性を図12に示す。本研究の反応拡散による生成相の存在範囲と共に示す。共晶反応は圧力と共に高温側へと変化している。包析反応は約0.8 GPaの圧力において現われ、その後、圧力と共に低下している。第7章で述べた反応拡散の研究範囲は共晶反応と包析反応の間の温度域にはいっており β 相が出現しなかったと理解される。このように高圧力下の状態図の計算方法は実験事実を適切に説明できうるだけ

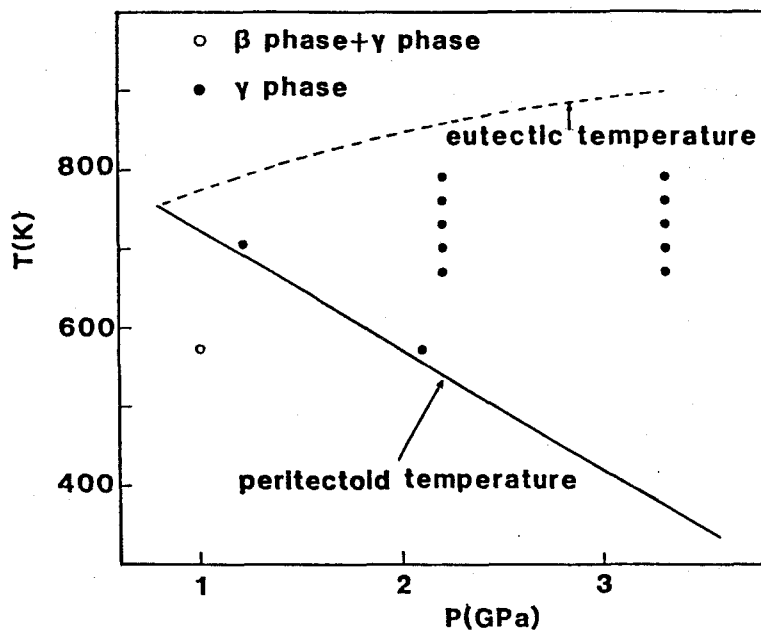


図12 Al-Mg系の計算による共晶温度と包析温度の
圧力依存性と実験結果

の計算結果を出すことができるものであることがわかる。

Al-Ag系については熱力学的データがあり、常圧力下のAl中のAgの固溶度の計算をWilliamsら[17]が報告している。彼らの用いた自由エネルギー関数に本研究の方法により平衡条件を満足する高圧力下の平衡濃度を計算した。800Kの温度ではAl中のAgの固溶度は0GPaで16at%Ag、2.2GPaでは10at%Ag、3GPaでは8at%Agを算出した。このことから圧力によりAgの固溶度が減少することが理解される。

8-5 まとめ

- (1) 拡散法により高圧力下のAl中のAg, Cu, Mgの固溶度を決定した。
- (2) 大気圧力下では反応拡散法による固溶度は今までに報告されているHansenの状態図と他の報告値とよく一致した。
- (3) 高圧力(2から3GPa)によりAl中のAgの固溶度は減少し、CuとMgは増大した。

(4) 固溶度の圧力依存性について相のモル体積とその濃度依存性を考慮したモデルにより定性的に説明できた。

(5) 常圧力下の状態図計算法を高圧力下に拡張し、Al-Mg系の高圧力下の状態図を作成した。

8-6 参考文献

- [1] L.Kaufman, "Solids under Pressure", W.Paul and D.M.Warschauer ed., McGraw-Hill, New York, (1963), p304.
- [2] 金子武次郎、三浦成人、大橋正義、阿部峻也, 日本金属学会会報, 9 (1970) 231.
- [3] M.Hansen, "Constitution of Binary Alloys", McGraw-Hill, New York, (1958).
- [4] L.F.Mondolfo, "Aluminum Alloys Structure and Properties", Butterworth, (1976).
- [5] H.Mii, M.Senoo and I.Fujishiro, Japan J. Appl. Phys., 15 (1976) 777.
- [6] M.I.Zakharova and V.A.II'ina, Zhur.Fiz.Kim., 24 (1950) 714.
- [7] G.D.Roberts and G.A.Chadwick, Scripta Met., 12 (1978) 381.
- [8] R.A.Swalin著, 上原邦雄, 笠原英志, 佐田登志夫, 篠崎壤, 中山一雄, 花田桂一, 水野万亀雄, 吉川弘之 共訳, "固体の熱力学", コロナ社, 東京, (1969).
- [9] J.F.Freedman and A.S.Nowick, Acta Met., 6 (1958) 176.
- [10] 藤川辰一郎、平野賢一, 日本金属学会誌, 38 (1974) 929.
- [11] P.Gordon, "平衡状態図の基礎", 平野賢一、根本実、共訳, 丸善(株) (1971).
- [12] W.B.Pearson, "A Handbook of Lattice spacings and Structures of Metals and Alloys", Pergamon Press, New York, (1967).
- [13] L.Kaufman and H.Bernstein, "Computer calculation of phase diagrams with special refractory metals", Academic press, New York (1970).

- [14] M.L.Saboungi and Chem Chsu, CALPHAD 1 (1977) 237.
- [15] 日本金属学会編, “金属データブック” 丸善株式会社, 東京, (1974).
- [16] U.Maier and S.Steeb, Phys. cond. Matter., 17 (1973) 1.
- [17] R.O.Williams and D.S.Easton, Scripta Met., 8 (1974) 27.

Al合金系の相互拡散、反応拡散をEPMA法とコンピューター処理による解析で定量的に検討した。さらに常圧力下だけでなく高圧力下における拡散現象を研究し興味深い結果を多く得ることができた。

第1章では拡散現象について概説し相互拡散の研究における問題点を取り上げ、高圧力下の拡散研究の現状を述べた。本研究の目的を記述した。

第2章ではAl側固溶体中 (Al-Ag, Al-Cu, Al-Ga, Al-Ge, Al-Mg, Al-Zn系) の相互拡散現象を研究した。相互拡散係数の濃度依存性と温度依存性を明らかにした。熱力学的に Henry の法則が成立する濃度範囲内において、Darken の式より相互拡散係数はトレーサー拡散係数と濃度により簡単に表わすことができることを示し、相互拡散係数の濃度依存性について定性的に説明した。

第3章ではLiのような活性な金属元素のAl中での拡散研究の手段として電気抵抗法を改良した。正確なデータの多いAl-Zn系にてその有効性を確かめ、Al-Li系に適用した。それによりAl中のLiの拡散係数を決定し活性化エネルギーを求めた。この方法はAl系だけでなく他のCu, Fe, Ni基合金にも適用が可能である。

第4章ではAlのみならずAg, Au, Cu, Fe, Ni等の金属中の不純物拡散の活性化エネルギーを原子半径と圧縮率からなるパラメーター r^3/K にて評価した。空孔媒介拡散機構で拡散する原子の活性化エネルギーは r^3/K_1 、そして侵入型拡散機構で拡散する原子には r^3/K_2 のパラメーターと1次の相関があった。その相関は高度に有意であることをt-検定にて確かめた。これらのパラメーターにて活性化エネルギーが整理されることは、空孔媒介拡散機構においては拡散する原子が Saddle point では大きく圧縮されてその点を通過することが大きな役割を果たしており、侵入型拡散では拡散する原子が Saddle point を通過する際には Matrix の金属原子が大きく圧縮されるか平衡位置より変位することが大きな役割をしていることを示唆するものである。

第5章では工業上重要な3元系Al合金 (Al-Ag-Zn, Al-Cu-Mg, Al-Mg-Zn系) の相互拡散を精度よく測定し、4つの相互拡散係数 (D_{12} , D_{13} , D_{23} , D_{123}) を決定した。これらの係数の濃度依存性と温度依存性を明らかにした。相互拡散

の温度依存性の評価は3元系Al合金では初めてのことである。これらの依存性について熱力学的な相互作用パラメーターを用いて解釈した。相互拡散係数の濃度依存性と相互作用パラメーターを考慮した数値計算法にて濃度距離曲線と拡散路を計算し、実測値と比較検討した。特に、濃度依存性が大きい場合、計算する濃度範囲が広い場合、理想状態からずれる場合には有効であることがわかった。

第6章では高圧力下においてAl固溶体中での相互拡散を研究した。高圧力により拡散現象は大きく抑制されることがわかった。Al中のAg, Mg, Zn原子の拡散係数を融点 T_m を考慮したパラメーター T_m/T で評価するとそれらは1本の直線にて表わすことができる。高圧力下の拡散現象は融点という物理現象と密接な関係をもっており、さらには融点においては空孔濃度や振動数があまり変化していないことを示唆していると考えられる。拡散の活性化エネルギーは圧力とともに増大し高圧力下においては $P\Delta V$ で示されるエネルギー量を見捨てることはできないことがわかった。相互拡散係数の圧力依存性より拡散の活性化体積を決定した。静電効果理論を高圧力下の拡散に拡張することにより拡散の活性化体積を定量的に評価することができた。Al中の不純物拡散は本研究の温度範囲では単空孔が大きく寄与する拡散機構にて生じていることを明らかにした。

第7章では高圧力下におけるAl-Ag, Al-Cu, Al-Mg系の反応拡散を研究した。常圧力下で生成する相以外に高圧力下において生成する相や消失する相があった。高圧力下においてもそれらの相は放物線則に従って成長したが、高圧力により大きく抑制された。相の拡散と成長の活性化エネルギーと活性化体積を決定し議論した。

第8章では高圧力下のAl中のAg, Cu, Mgの固溶度と生成相の組成を反応拡散法により決定した。それらの固溶度は高圧力により大きく変化した。それらの高圧力下における固溶度については簡単なモデルにより考察し適切な説明をすることができた。常圧力下のコンピューター計算法を高圧力下に拡張し熱力学的データの揃っているAl-Mg系に適用した。モル体積の温度、濃度、圧力依存性を考慮してAl-Mg系の高圧力下の状態図を計算した。この計算結果は実測値とよく一致し、高圧力下において β 相が消失することを明快に説明することができた。第9章は総括である。

本研究は拡散現象が律速する現象に有益な情報である相互拡散について報告した。

EPMA法と迅速で正確なコンピューターによるデータ処理により精度よく拡散係数を

決定した。特に工業上重要な3元系合金中の相互拡散研究において、Al固溶体中で4つの相互拡散係数の濃度と温度依存性を求めたことは初めてのことであり、しかも熱力学的な相互作用パラメーターでそれらを評価できたことは大きな意義がある。拡散路と濃度距離曲線を計算にて求めるために、拡散係数の濃度依存性と相互作用パラメーターを考慮する数値計算法を提案した。この方法は、計算の濃度範囲が広い場合、拡散係数の濃度依存性が大きい場合、原子間の相互作用が大きい場合などに有効であり、合金の熱処理、均質化処理、拡散溶接などの理論的予測に大いに役立つものである。

拡散現象の熱活性化過程を表わす活性化エネルギーを統一的に表わすことのできるパラメーター r^3/K を提案し、そのパラメーターと活性化エネルギーの間に有意な相関があることを示した。このパラメーターにより原子の拡散過程が明確に理解できうるものである。

高圧力下の拡散現象の研究は、高圧力を利用した材料開発、高圧力下の焼結現象、拡散溶接などの基礎として今後さらに研究を進める必要のあるところである。今日までに議論の多かったAl中の拡散現象に対する単空孔と複空孔の寄与について活性化体積を求めて検討し、その拡散機構を明らかにしたことは拡散研究をさらに一步進めたものと評価できる。特に興味深い点は、高圧力下の現象が常圧力下のものとは大きく様相が異なり予想を超えた現象が現われることである。それらの現象を予測し理解することや新材料開発の上で非常に有効な高圧力下の状態図を計算することができるコンピューター計算法を確立したことは大きな意義があるものといえる。

本論文に関連する発表論文

- 1) Interdiffusion in Al-Mg-Zn alloys
Z. Metallkde., 69 (1978) 99.
- 2) Interdiffusion in Al-Zn measured by the electric resistance
Z. Metallkde., 71 (1980) 90.
- 3) Effect of hydrostatic pressure on interdiffusion in an Al-Zn alloy
Z. Metallkde., 73 (1982) 124.
- 4) Effect of high pressure on interdiffusion in an Al-Mg alloy
J. Materials Science, 18 (1983) 2679.
- 5) 高圧力下におけるAl-Ag合金中の相互拡散
軽金属, 34 (1984) 174.
- 6) Interdiffusion in solid solution of the Al-Ag-Zn system at 832K
Trans. Japan Inst. Met., 25 (1984) 142.
- 7) Al中のAgの固溶限への高圧力の影響
日本金属学会誌, 48 (1984) 478.
- 8) Effect of high pressure on react diffusion in Al-Ag system
Metal Science, 18 (1984) 419.
- 9) Interdiffusion in Al solid solution of Ternary Al-Ag-Zn system
Z. Metallkde., 75 (1984) 943.
- 10) Interdiffusion in the Al rich solid solution of Al-Cu alloys
J. Materials Science Letters, 4 (1984) 797.

本論文に関連する解説

- 1) 三元系合金の拡散
高温学会誌, 5 (1979) 11.
- 2) 軽金属中の拡散に対する点欠陥の寄与
軽金属, 29 (1979) 418.

謝 辞

終りにあたり、本研究の方向づけ、実施ならびに論文作成において御指導とあたたかい励ましをいただいた大阪大学工学部山根寿己教授に深甚なる感謝の意を表します。

また、本論文のとりまとめの過程で有益な御助言、御討論を賜りました大阪大学産業科学研究所岡本平教授、大阪大学工学部穂野宗次教授、藤田広志教授、堀茂徳教授に深謝いたします。

さらに研究遂行にあたり惜しめない御協力をいただいた平尾桂一氏には厚く御礼申し上げます。