



ミニ特集・2

相分解研究の最前線

組成傾斜時効法による核生成サイズの実験的検証

Verification of Critical Nucleation Size by Using Composition Gradient Method

宮崎 亨
Toru Miyazaki

名古屋工業大学 名誉教授

1 はじめに

過飽和固溶体から新相が形成される核形成過程は、物質科学の基本的な問題であり、古くから実験ならびに理論的解析がなされている。核形成に関する理論的取扱いはBecker¹⁾、Borelius²⁾およびHobstetter³⁾らの古典的核形成理論に始まり、その後、CahnとHilliard⁴⁾による析出相の界面濃度勾配を考慮する非古典的核形成理論が提出され、更に、最近では、Binder⁵⁾、LeGoues⁶⁾、西岡⁷⁾やChen⁸⁾らによって濃度場の空間的粗視化にともなうスピノーダル点の変化と核形成挙動の関係、核形成の古典論と非古典論の比較、また複数のorder parameterが関与した核形成挙動の数値解析等が進められている。

しかしながら、実験結果と理論的予測の間には未だ明確な差が生じており、理論は実験事実を正確に予測するまでに至っていない⁹⁻¹¹⁾。このような差異は、核形成理論および核形成モデル自体が現在発展段階にあることも原因の1つであるが、それ以上に核形成現象を直接的に扱った実験事実の欠如に負う所が大きい。確かに核形成現象に関する実験は非常に数多くなされてはいる。しかし、合金組成による形成核サイズの定量的変化についての系統的な実験は、核形成挙動を解明するための直接的実験でありながら、その実験の困難さから、著者の知る限り固体相分解の分野ではほとんどなされていないのが現状である。

核形成挙動は基本的には、化学的な相分解の駆動力と、その阻止項である弾性エネルギーおよび界面エネルギーの攻め合いによって決まる。古典的核生成論¹⁾によれば、臨界核サイズ r^* は(1)式で与えられる。

$$r^* = -\frac{2\gamma_s}{\Delta G_w} \dots\dots\dots (1)$$

溶解度線に近づくにつれて、核生成の化学的駆動力 ΔG_w は減少するので臨界核サイズは大きくなり、溶解度曲線上で

は r^* は無限大となり発散する。したがって、核生成現象の本質を抽出する最も直接的な実験は、化学的駆動力の減少にともなう臨界核サイズの増加を、系統的かつ定量的に測定し、理論と比較すれば良いが、未だに実験的追究は行われていない。例えば相分解の化学的駆動力を連続的に変化させる方法として、温度変化を利用する熱分析法があるが、この場合内部組織を同時に観察出来ないので、核形成サイズの測定は不可能であり、あくまで核形成現象についての核形成頻度や潜伏期などの統計的な議論ができるに過ぎない。また、1つの合金試料内に温度勾配をつけ、その内部組織を観察する手法が考えられるが、金属における熱伝導の速さを考慮するとやはり現実的ではない。

著者らは、近年、マクロな組成勾配をつけた試料を用いて、相変態、特に変態境界線近傍の相分解現象を視覚的に追求する“組成傾斜時効法”を開発発展させてきた。組成傾斜時効法¹⁰⁾は、マクロな組成傾斜をつけた合金内の組織形成過程を解析することによって、合金組成に依存する相分解現象を総合的に研究する手法である。この新手法を用いることによって、相変態に関連する各種の組成境界、例えば、整合および非整合析出線、規則—不規則変態線、スピノーダル分解と核形成—成長型分解の境界などの決定、Gibbs-Thomson関係式の実験的検証、あるいは相境界付近における相変態の臨界現象など、従来、検出困難であった多くの現象を観察してきた^{11, 12)}。

本論文の主題である核生成挙動に関しては、合金組成を連続的に変化させること自体が、核生成の化学的駆動力を連続的に変えることに対応しており、したがって、組成傾斜領域における相分解過程を電子顕微鏡観察することにより臨界核サイズの組成依存性を調べることが出来る。本稿では、この新実験法を用いて溶解度線近傍における核形成挙動を実験的に追究した結果に関して、最近の研究成果ならびに、実験結果から新たに浮上した問題点について報告する。

2 実験方法

合金内にマクロな組成傾斜領域を形成する手法には、拡散対を用いる方法、不完全な溶解を利用する方法、不連続析出やパーライト変態の粗大ラメラ組織を不完全溶体化させる方法、凝固偏析を利用する方法など、多くの手法が考えられる。本研究のNi-Al合金の場合には、不均一溶解を利用する手法を採用した。具体的にはNi-15at%Alと純Niのボタン状試料を重ね合わせ、短時間アークの不完全溶解を行って組成傾斜試料を作製した。さらに接合界面に対して垂直に厚さ約1mmに切り出し、それを不透明石英管に真空封入し、高温の1373Kに3.6ks焼鈍することにより試料内に適当な広さの組成傾斜領域を形成させ、その後、氷塩水中に焼き入れた。

作製した組成傾斜試料を時効温度973Kで種々の時間、等温時効したのち、氷塩水中に急冷した。時効温度は溶体化温度より400K以上低温に設定し、時効中にマクロな濃度傾斜に変化が生じないように配慮した。透過電子顕微鏡 (JEM-2000FX、加速電圧200kV、LaB₆フィラメント) 観察用の薄膜試料は電解研磨にて作製した。電解研磨の条件は、電解液; H₂SO₄: CH₃OH=1:9、温度; 約240K、であった。また組成傾斜領域の濃度分析は、エネルギー分散型X線分光分析 (EDS、Tracor Northern Company製 TN-5500) を使用した。また試料を固定するメッシュにはベリリウムメッシュを用い、Cliff-Lorimer法によるK因子を基準に、化学組成が既知である標準試料を使用してそのK因子を補正した。個々の濃度測定位置における誤差は約0.1at%以内であった。

実際の組織観察試料内では、数 μm におよぶ広い組成傾斜領域内で、nmサイズの相分解組織が連続的に移り変わっていく様子が観察されるが、濃度分析においては、析出粒子あるいは地相の個別の濃度ではなく、その位置の局所平均濃度が得られるように、組織サイズに合わせて入射電子線の広がり調整した。また得られた濃度測定データを基に、誤差関数を利用して、組成傾斜全体の連続的な濃度-距離曲線を作成し、これを用いて組織内の任意位置における局所平均組成を決定した。

3 析出粒子の安定サイズの組成依存性に関する実験結果

Fig.1は973Kで10.8ks時効したNi-Al組成傾斜試料の電子顕微鏡暗視野像である。白く光っている粒子が γ' (Ni₃Al)析出粒子である。写真中の白丸はEDS組成分析の中心点で、その位置における局所平均組成をFig.1の挿入図に示す。挿入図内の実線は、誤差関数の最小2乗法に基づき決定した濃

度曲線である。これより、Al濃度が図の右から左にかけて数 μm に渡って連続的に減少していることがわかる。高Al濃度側では細かな整合 γ' 粒子が多数存在するが、濃度の低下にともない粒子数は減少し、やがて粒子は存在しなくなる。したがって、写真上下の2つの白矢印を結んだ線がこの時効時間における整合析出限界位置であり、この位置の組成は挿入図から12.0at%Alと決定される。写真上におけるこの析出限界位置のことを“析出フロント”と呼ぶこととする。

さらに長時間時効すると、Fig.2に示すように析出フロントは低Al濃度側へ移動する。Fig.2は、86.4ks時効した試料の内部組織で、図の見方はFig.1の場合と同様である。析出フロントは写真の白矢印の位置で、挿入図から11.7at%Alであることがわかる。Fig.1の10.8ks時効における析出フロント組成、12.0at%Alは、Fig.2では写真の黒小矢印の位置に対応する。これより明らかに析出フロントが時効の進行にともない低Al濃度側へ移動していることがわかる。したがって、Fig.2の白矢印 (86.4ks) と黒小矢印 (10.8ks) の間に

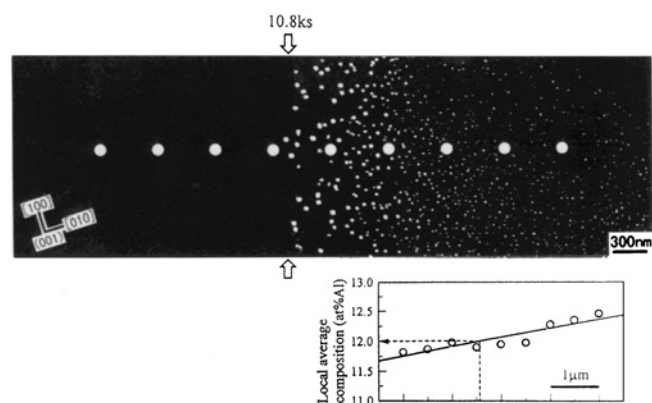


Fig.1 The Ni₃Al precipitate particles formed by aging the Ni-Al composition gradient alloy at 973K for 10.8ks. The white solid circles in the photograph show the EDS measuring points of solute composition, whose values are correspondingly plotted in the insert figure.

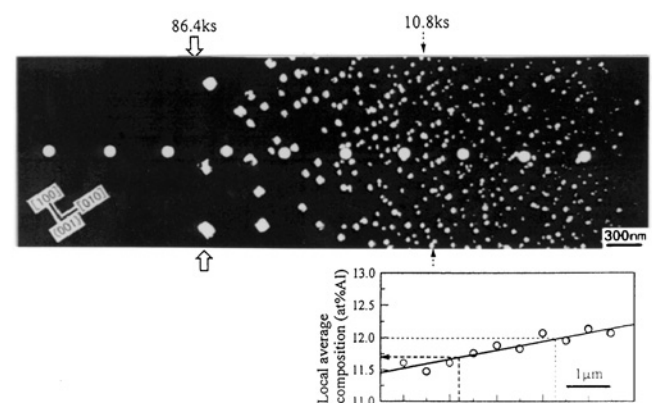


Fig.2 A microstructure formed by aging the Ni-Al composition gradient alloy at 973K for 86.4ks indicating that the precipitation front moves toward the lower composition side with longer time aging.

観察される析出粒子は、10.8ks時効以降に徐々に出現した粒子である。ここで、注意しなければならないのは、析出フロントの移動は、試料全体のマクロな組成傾斜の変化に起因するものではないことである（マクロ傾斜組成の移動の可能性や、マクロ組成傾斜の存在自体が相分解挙動に及ぼす影響等については、実験的および理論的に詳細に解析し、その影響が無いことを明らかにしているので、文献^{10,12)}を参照されたい）。この現象は、析出が生じるまでの時間（析出の潜伏期間）は組成に依存し、低濃度合金ほど析出に長時間を要することに起因している。つまり、組成が僅かずつ異なる合金試料を組成順に並べて時効し、それらの析出挙動を観察したものと同様である。

さて、Fig.2の析出フロントに注目しよう。写真より明らかなように、析出粒子は析出フロントに向かって徐々に大きくなり、析出フロントで最大となっている。重要なことは、析出フロント近傍の大きな粒子はほぼ同サイズであり、決して小さな粒子が見られないことである。著者らは、この点を確認するために、数年にわたり膨大な電顕観察を行ったが、析出フロントにおける小粒子の観察は皆無であった。

以上の実験結果を模式的に示すとFig.3になる。上段より、マクロ組成傾斜の濃度プロファイル C_A 、組成傾斜試料内の時効時間の異なる相分解組織の模式図3枚および低濃度域と高濃度域における析出粒子の濃度プロファイルの模式図①②である。組成傾斜試料内の個々の位置における析出粒子の体

積分率 f は、

$$f = \frac{C_A - C_E(r)}{C_P - C_E(r)} \dots \dots \dots (2)$$

で与えられる。ここで、 $C_E(r)$ は析出相と平衡する母相濃度で粒子サイズ r に依存する。 C_A は局所平均組成で最上図の濃度曲線で与えられる。さて、高濃度域で粒子が多数存在し、体積分率 f が0でない場合には、濃度プロファイル②に示すように、局所平均組成 C_A と平衡母相濃度 C_E は一般に異なった値を取る。しかしながら、低組成の析出フロントでは、析出粒子の体積分率は $f \approx 0$ であるから、式(2)から $C_E(r)$ と C_A はほぼ等しい値をとる筈であり、濃度プロファイルは①のようになる。 C_A は、Fig.3の上段に示す濃度プロファイルから与えられ、また析出フロントにおける粒子サイズも写真から測定可能であるから、粒子サイズ r と平衡母相濃度 $C_E(r)$ の関係を求めることが出来る。この関係が成立するのは $f \approx 0$ である析出フロントにおいてのみであるが、析出フロントは時効の進行にともない徐々に低濃度側に移動するので、時効時間を変えて析出フロントの粒子のみに着目すれば、粒子サイズ r と平衡母相濃度 $C_E(\approx C_A)$ の一連の関係を得ることができる。この関係はGibbs-Thomsonの関係式¹³⁾として知られているが、本実験はGibbs-Thomsonの関係式を直接検証するものである。事実この方法によって、Gibbs-Thomsonの関係式が実験的に正確に証明されることをCu-Ti合金について既に報告した¹⁴⁾。

このようにして、求めた粒子サイズ r と平衡母相濃度 $C_E(\approx C_A)$ の関係をFig.4に示す。図中の黒点は各時効時間における析出フロント近くの粒子半径であり、実線は測定点の下部に沿って記されている。図中の垂直な点線は平衡状態図の溶解度線の組成を示している。曲線は溶解度線に漸近する

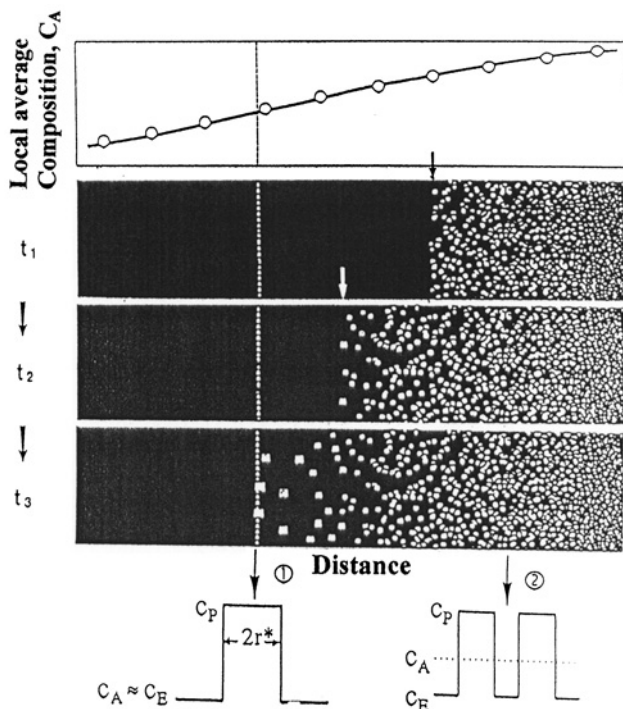


Fig.3 A schematic illustration of the principle how to get the relationship between equilibrium solute composition of precipitate at the interface with the matrix, C_E , and the critical nucleus radius of precipitate, r^* .

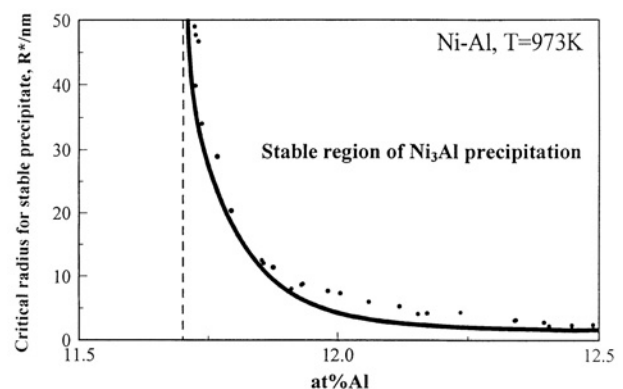


Fig.4 A relationship between the critical size of stable precipitate and alloy composition for the Ni-Al alloy system aged at 973K. The small solid circles show the radii of precipitates formed in the vicinity of precipitation front for various aging duration. The vertical dotted line indicates the coherent precipitation limit.

にしたがい急激に増大し、溶解度線のごく近傍では半径数十nmサイズに達している。このような大きなサイズの場合でも、実線より下側では、いかなるサイズの析出粒子も決して観察出来ない。これまで数多くの組成傾斜試料の析出フロントを観察したが、そのような小粒子は皆無であり、析出フロントの粒子は必ず最大サイズの粒子であった。以上のことから、この曲線よりも上側は析出粒子が安定に存在できる領域であり、この曲線よりも下側は粒子不安定領域であることは明らかである。なお、これと同様な実験結果は本研究のNi-Alに限らず、Ni-Si、Cu-Co、Cu-Ti、Ni-Cr-Al合金においても認められる¹⁴⁾。

4 安定粒子サイズの組成依存性についての理論的検討

Fig.4で求めた安定粒子サイズの組成依存性を検討するため、Ni-Al合金の γ' 析出粒子の熱力学的安定性について数値解析を行なった。詳細は文献¹⁵⁾を参照していただくとして、ここでは結果のみを示すことにする。Fig.5 (a) (b) は合金組成がそれぞれNi-12.35at%AlおよびNi-11.75at%Alの場合

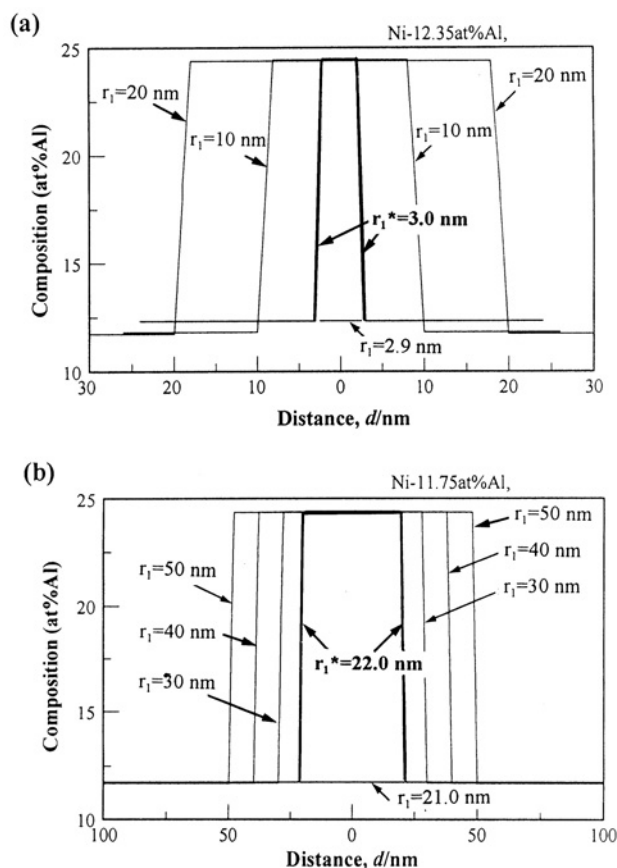


Fig.5 Composition profiles of various particle radii calculated for (a) Ni-12.35at%Al and (b) Ni-11.75at%Al, showing the critical radius of thermodynamically stable precipitate $r^* = 3.0\text{nm}$ for Ni-12.35at%Al and $r^* = 22.0\text{nm}$ for Ni-11.75at%Al.

合の析出粒子の計算濃度プロファイルである。まずFig.5 (a) より、Ni-12.35at%Alの場合には、半径3.0nm以上の粒子は熱力学的に安定であるが、それ以下のサイズでは粒子は存在できず、不安定となることがわかる。それゆえ、臨界核サイズ r^* は3.0nmと決定される。一方、Fig.5 (b) の溶解度線近傍のNi-11.75at%Alの場合には、 $r^* = 22.0\text{nm}$ と(a)に比較して非常に大きな値となる。これは溶解度線近傍では核形成のための化学的駆動力が減少したためである。合金組成を変えて同様な計算を行って、臨界析出安定サイズ r^* を導出し、合金組成に対して記入した結果をFig.6に示す。白丸実線が計算結果で、太実線はFig.4の実験結果である。計算値と実験値は定量的に良く一致している。したがって、Fig.4の実験的に決定された実線は、熱力学的に安定な最小析出粒子、すなわち析出粒子の臨界サイズの組成依存性を示しており、この線より小さい粒子は安定には存在できないことがわかる。

5 考察

5.1 巨大核の安定性と生成過程

析出核の定義を熱力学的に安定に存在できる最小サイズの粒子とすれば、Fig.4あるいはFig.6に示した熱力学的に安定な析出粒子の臨界サイズは、析出核サイズそのものと考えられる。何故なら、Fig.6に示したように、このサイズより小さい粒子は熱力学的に不安定で、安定粒子としては存在できないからである。このことは、3章の実験結果で述べたように、析出フロントでは巨大粒子のみが見られ、それより小さい粒子は決して観察できない実験結果と対応するものである。

以上のことは、過去の核生成サイズの組成依存性に関するデータと比較すれば、一層明らかになる。Fig.7は、種々の実験によって得られたCu-Co合金の最小Co粒子サイズと合

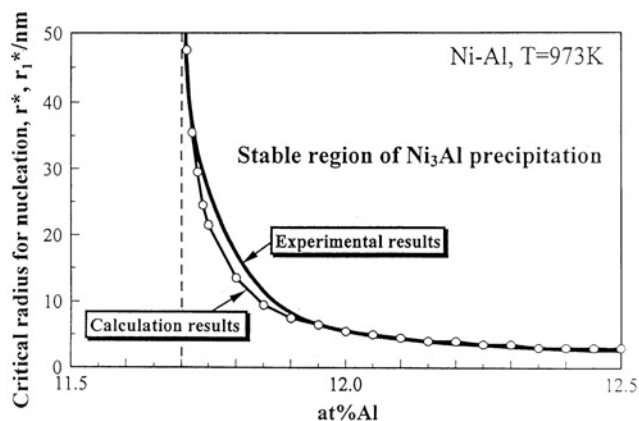


Fig.6 The critical radius of stable γ' -precipitate calculated with alloy composition.

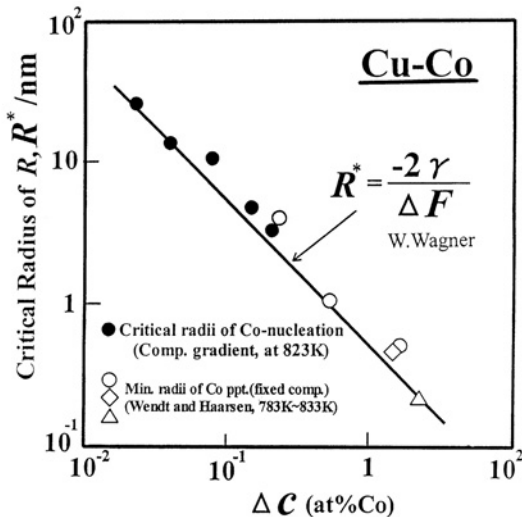


Fig.7 The relationship between critical nucleus size r^* and the solute supersaturation Δc for Cu-Co alloys experimentally obtained by the present work (solid circle) and by previous works (Aaronson and LeGoues¹⁶⁾ (open circle)).

金組成の関係を (1) 式の関係を用いて示したものである。図中の白抜ききのデータ点は、通常の組成固定合金における最小観察粒子サイズを示しており、過去の実験値を Aaronson ら¹⁶⁾ がまとめ、整理したものである。これらデータ点は (1) 式で与えられる核サイズの組成依存性をよく満足しているの、析出核サイズの組成依存性を示した実験データとして、しばしば引用されるものである¹⁶⁾。彼らのデータは通常の組成固定合金を用いて、溶解度線に可能な限り近づけようとしたので、 $\Delta c = 0.2 \text{ at\%Co}$ が近づけ得る限界であった。それに対して、組成傾斜時効法による著者らのデータ点は、彼らのデータより遥かに低濃度まで測定されており、かつ理論線上に乗っている。これらのことから、著者らの組成傾斜時効法が通常の組成固定合金と本質的に同様な測定結果を与えること、および著者らの求めた巨大粒子が溶解度線ごく近傍における析出核であることが理解される。

次に、溶解度線近傍で観察される巨大核の熱力学的安定性は理解されたが、その生成プロセス、すなわち、どのようにして析出核が Fig.6 の不安定領域を越えて安定領域に到達するのか、ここで推察してみよう。

今、過飽和固溶体から安定サイズの析出粒子が形成される場合のプロセスは、Fig.8 に示すように、基本的には2通り考えられる。(a) は、最初に高濃度の小粒子が形成されその後サイズが拡大して安定サイズに到達する場合であり、いわゆる Becker のモデル¹⁾ である。一方、(b) は、安定核サイズの領域が徐々に濃度を増加させる場合で、Borelius のモデル²⁾ である。これらのプロセスに対するエネルギー障壁 ΔG^* は、それぞれ、大略、(3) および (4) 式で与えられる。

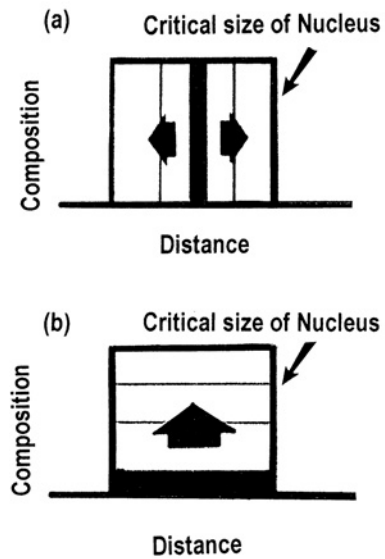


Fig.8 Two typical energy barrier for precipitation nucleation.

$$\Delta G^* = \frac{4\pi r^{*2}}{3\gamma_s} \dots\dots\dots (3)$$

$$\Delta G^* = 4\pi \left(\frac{r^*}{a}\right)^3 \Delta F_v^* \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 r^* は核の半径、 a は格子定数、 γ_s は界面エネルギー密度、 ΔF_v^* はいわゆる核生成-成長型相分解の生じる領域における自由エネルギー濃度曲線が下に凸なことに起因して発生するエネルギー障壁で、Borelius の核生成モデルにおける活性化エネルギーである。式から、明らかなように、核サイズ r^* が大きくなれば、両式とも、急速にエネルギー障壁は大きくなり、 $r^* = 50 \text{ nm}$ では (3) 式では 10^7 kJ/mol 、(4) 式では 10^8 kJ/mol 程度となり、通常の核形成の活性化エネルギー 10^2 kJ/mol 程度¹⁷⁾ に比較して極めて大きい。一般に、析出核は熱揺動によって形成されると考えられているが、このような大きなエネルギー障壁を熱揺動で越す確率は 0 であり、核生成は不可能である。しかしながら、溶解度線近傍の巨大核が比較的短時間に形成されていることは実験の事実である。

ここで、これらのエネルギー障壁について、いまだ詳細に検討してみよう。Fig.8 (a) のモデルでは最初からシャープな濃度界面を持った小粒子を想定し、それがサイズを増大するとしている。そのため、大粒子については界面エネルギーが急速に増大し、巨大なエネルギー障壁が発生することになる。しかしながら、このモデルにおいて、界面濃度プロファイルに自由度を持たせ、核生成の化学的駆動力より常に小さな界面エネルギーになるような緩やかな界面を想定すれば、核生成の進行過程を通して自由エネルギーは常に減少し、エネルギー障壁は存在しないことになる。つまり、Fig.8 (a)

のエネルギー障壁はモデルに起因する人工的な障壁であり、実際の核生成においては、合金がそのような高いエネルギー障壁を持つようなプロセスを無理に通るはずがないから、(a)のエネルギー障壁は考慮する必要はないことになる。

一方、(b)のBoreliusのエネルギー障壁については、いわゆる核生成組成領域における自由エネルギー濃度曲線が下に凸になっていることから生じるもので、自由エネルギーそのものが発生の原因である。通常の小さな核なら、従来言われているように、Boreliusのエネルギー障壁についても、熱揺動によって高濃度の核を生成できるかも知れないが、 10^6 個以上の原子からなる半径50nmもの巨大核を熱揺らぎで安定化することなど不可能である。上述のように、(b)のエネルギー障壁は自由エネルギーそのものに起因しているので、このエネルギー障壁は必ず発生する。したがって、現在のGibbs-Boltzmanの自由エネルギー式を用いる限り、いかなる核生成モデルを用いても、巨大核の生成を説明することは出来ない。

前述のように、このBoreliusのエネルギー障壁は、自由エネルギー濃度曲線がMiscibility Gapの端で下に凸になること、すなわち、自由エネルギー中のエントロピー項に起因して発生する。現在のGibbs-Boltzmanのエントロピーは、各小領域の短範囲相互作用の加法性を系全体について認めるもので、系の中では温度が変化しない限り、何時でも何処でも、均一不変である。つまり、エントロピーの不均一な揺らぎは考えられていない。しかしながら、最近、Tsallis^{17,18)}によって、長範囲相互作用を考慮したエントロピーの修正がなされ、その結果、エントロピーは、Gibbs-Boltzmanのように加法的ではなく、非加法となることが示され、その結果、考慮する領域の大きさによってエントロピーが異なることが示された。それゆえ、エントロピーは空間的不均一性を有し、かつ、Miscibility Gapの端ほどこの傾向が顕著になることが示された。このことは、溶解度線に近い低濃度合金の相分解においては、あるサイズの領域に対して、エントロピー項の寄与が小さくなり、自由エネルギーにおけるエンタルピー項が支配的になる場合があることを示している。この場合には、自由エネルギー曲線は上に凸な2次曲線になり、Fig.8 (b)のエネルギー障壁がなくなり、スピノーダルの分解がそのサイズに対して可能になることが考えられる。すなわち、この考えに従えば、析出核はエントロピーの揺らぎによって発生し、そのサイズはエントロピーの揺らぎサイズによって決定され、この値はMiscibility Gapの端ほど大きくなると考えられる。Tsallisの理論は最近提案されたものであり、今後の発展が大いに期待される。

5.2 組成傾斜時効法の優位性

溶解度線近傍における析出核サイズの急速な増加は古典的核形成理論で予測されていたが、これを系統的に実験で捉えたのは、本実験が初めてであろう。Fig.4に示すように、急速なサイズ増加は溶解度線から0.3at%程度の範囲内で生じ、これを通常の組成が固定された均一試料で捕らえようとすれば、非常に狭い組成範囲内に0.05at%程度きざみに合金組成の異なる試料を多数枚準備し、析出核が形成される時効時間(合金組成によって異なる)をねらって、全ての試料を電子顕微鏡観察し、系統的な析出核サイズに関するデータを測定しなくてはならない。試料の溶解調整の精度その他を考慮するとこのような実験は実質的に不可能である。それに対し、組成傾斜時効法では、組成自体が連続変数となっているので、このような非常に微小な組成領域における組織変化も見落とすことなく実験することができる。

組成傾斜時効法は多くの現象解明に今後大きな力を発揮するであろう。従来、ある現象を調べるに際し、その典型的事例が生じる条件で研究して来た。その結果、確かに多くの有益な成果が得られてきた。しかしながら、物事の本質を究明するには、その現象から境界を跨いで他の現象に変化している広い範囲を系統的に調べることが非常に重要である。これによって、従来見えなかった側面が明らかになり、より深く物事の真理が探求できるようになる。また、このような研究によって、相境界における複雑な境界現象を探索することが出来、全く知られていない新しい現象を見出す可能性がある。臨界現象、非線形現象、カオス現象などは次世紀の大きな研究課題であり、組成傾斜法時効はそれにアプローチする有力な実験手段であると考えられる。

6 まとめ

著者らが開発した組成傾斜時効法を用いて、溶解度線の近傍の析出核サイズとその組成依存性を調べ、以下の結論を得た。

析出核のサイズは、溶解度線から2相領域内に1at%以上入った組成領域では、ほとんど組成依存性を持たないが、0.3at%以内の溶解度線に極めて近い範囲では急速に大きくなり、溶解度線で発散する。溶解度線の極近傍に観察される核サイズは数十nmにも達し、非常に大きい。粒子の熱力学的安定性を理論的に検討し、実験結果と極めて良い一致を見た。このような核サイズの組成依存性は古典的核生成の予測と定量的に良く一致した。しかし、このような巨大核の生成過程は現在のGibbs-Boltzmanの自由エネルギーに基づく核生成論では説明不可能で、最近発展中のTsallis理論のようなエントロピーの揺らぎを顧慮した新しい自由エネルギー理

論の構築に待つところが大きい。

謝辞

本研究は、日本鉄鋼協会「相分解による組織形成過程」研究会の支援を受けて行われた。ここに厚く謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) R. Becker and W. Doring : Ann. Phys., 24 (1935), 719.
- 2) G. Borelius : Ann. Phys., 28 (1937), 507.
- 3) J. N. Hobstetter : Trans. Met. Soc. AIME, 180(1949), 121.
- 4) J. W. Cahn and J. E. Hilliard : J. Chem. Phys., 31 (1959), 688.
- 5) K. Binder : Rep. Prog. Phys., 50 (1987), 783.
- 6) R. Poduri and L.-Q. Chen : Acta Mater. Metall., 44 (1996), 4253.
- 7) P. Haasen and R. Wagner : Metall. Trans., 23A (1992), 1901.
- 8) H. I. Aaronson and F. K. LeGoues : Metall. Trans., 23A (1992), 1915.
- 9) H. Loffer, G. Wendrock and O. Simmich : Phys. StatSol. (a), 131 (1992), 275.
- 10) T. Miyazaki, T. Koyama and S. Kobayashi : Metall. Mater. Trans., 27A (1996), 945.
- 11) T. Miyazaki : Ann. Phys., 20 (1995), 119.
- 12) 小林千悟, 小山敏幸, 宮崎 亨 : 日本金属学会誌, 62 (1998), 648.
- 13) J. W. Martin and R. D. Doherty : Stability of Microstructure in Metallic System, Cambridge University Press, Cambridge, U.K., (1976), 163.
- 14) T. Miyazaki : Proc. Inter. Conf. On Solid-Solid Phase Transformations (PTM'99), Japan Institute of Metals, (1999), 15.
- 15) T. Miyazaki, S. Kobayashi and T. Koyama : Metallurgical and Materials Trans. A, 30A (1999), 2783.
- 16) H. I. Aaronson and F. K. LeGoues : Metall. Trans., 23A (1992), 1915.
- 17) C. Tsallis, J. StatPhys : 52 (1988), 479.
- 18) C. Tsallis : Non-extensive Statistical Mechanics and its Applications, ed. by S. Abe and Y. Okamoto, Springer, Berlin, (2001), 4.

(2001年6月25日受付)

ブックレビュー

叢書 鉄鋼技術の流れ 第2シリーズ 第10巻 超耐熱合金を中心としたオーステナイト系耐熱合金

渡辺力蔵著

2000年2月 (社)日本鉄鋼協会発行(Tel. 03-3279-6021)

A5判 196頁 定価3,600円 会員価格3,000円

消費税等込 送料本会負担

本書は、ジェットエンジンや発電用ガスタービンなどの過酷な高温環境で使用される超耐熱合金について、合金の種類と特徴に始まり、強化機構、製造法、歴史的な発展、合金設計法、用途にいたるまでを網羅した、超耐熱合金に関する教科書である。超耐熱合金は、鑄造法、一方向凝固法、単結晶法などの新しい製造プロセスの開発により、そのつど耐熱性の飛躍的な進歩を遂げてきた材料である。また、理論的な解析とコンピュータ計算に基づいて有望な化学組成を絞り込む、いわゆる合金設計法を用いて効率的な材料開発が進められてきた先駆的な材料である。特に1章を割いて詳述している合金設計の方法は主に日本で発展してきており、世界をリードする立場にあるが、著者はその先端に立ってこられたお一人である。耐熱合金に関わる研究者、初めて学ぶ学生にとって必携の教科書であるばかりでなく、その材料開発の方法論は多くの他の材料にとっても有効と思われる。

(独立行政法人物質・材料研究機構 材料研究所基盤研究センター 小野寺秀博)

本会刊行物のご注文は販促情報サービス(株) (Tel. 045-592-9396)で取り扱っております。