

鉄鋼の相変態 I

—初析フェライト成長における
界面の平衡条件と α/γ 界面エネルギー—

榎 本 正 人*

1.1 はじめに

鉄鋼材料の相変態は拡散型と無拡散型の変態に分けられており、この講義ノートでは拡散変態についての熱力学や速度論に関して解説する。拙著「金属の相変態」⁽¹⁾は執筆してから10数年が経過し、“Mechanisms of Phase Transformations in Metals and Alloys”⁽²⁾は、出版は最近でも Aaronson 教授(カーネギーメロン大学)の講義内容をまとめたものであるから、ここではそれ以後の理論的な進展を重点的に取り上げることと、以前からある理論でも違った角度からの記述を心がけた。そのような方針で、1回目は初析フェライト変態を対象として、拡散変態の局所平衡、パラ平衡とフェライト(α)/オーステナイト(γ)界面エネルギー、2回目はマッシュ変態と α/γ 界面の速度論的な特性の解説、3回目はパーライトの速度論とベイナイトの不完全変態のメカニズム、最後の4回目はオーステナイト化速度の基礎理論をテーマに選定した。

1.2 炭素の長距離拡散を伴うフェライトの局所平衡と混合モードによる成長

Fe-C 合金(実用的には炭素鋼に近い。炭素鋼は0.5~1%以下の Mn や Si を含む)を γ 単相域から($\alpha+\gamma$)2相域に冷却し、一定温度に保持すると、図1.1に示すような炭素の濃度プロファイルを持って、 α/γ 界面が右方へ移動する。界面移動は母相 γ と生成相 α の自由エネルギー差 $\Delta G^{\gamma \rightarrow \alpha}$ によってもたらされるものであり、これを変態の駆動力と呼ぶ。ここで注意すべきは、変態の駆動力とは界面近傍の局所領域の自由エネルギー変化であり、図1.2に示すように、生成相の組

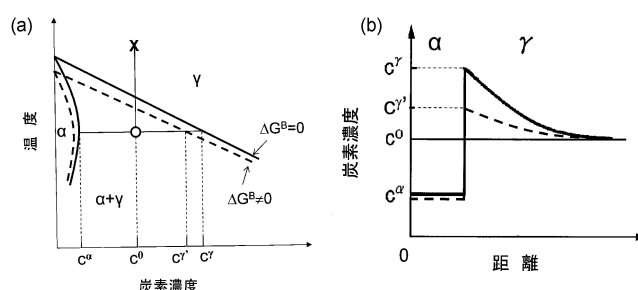


図1.1 Fe-C合金の(a) α/γ 平衡相境界と、(b) 界面付近の炭素の拡散プロファイルの模式図。式(1.3)で $\Delta G^B=0$ および $\Delta G^B \neq 0$ のときの相境界と拡散プロファイルをそれぞれ実線および破線で示す。

成 x^α における自由エネルギー差である。これに対し、変態前と変態終了後の全系の自由エネルギー変化は、バルク組成 x^0 における自由エネルギー差である。双方は共に母相と生成相の自由エネルギー変化と呼ばれるので注意が必要である。

変態の駆動力は界面移動の摩擦力と原子の長距離拡散によって消費される。前者の摩擦力は母相の結晶格子から新相の結晶格子に変わるとき、原子が周辺の原子を押しのけて新相の格子サイトに到達するときに発生する。これを短距離拡散と呼ぶこととする。フェライトの成長にはこの他 α と γ の組成変化に見合う炭素の長距離拡散を伴う。Fe-C 2元合金では Fe 原子の長距離拡散は必要ないと考えられるので、変態の駆動力 $\Delta G^{\gamma \rightarrow \alpha}$ は Fe 原子の短距離拡散によって消費されるエネルギー(界面の摩擦力) ΔG^B と、炭素の長距離拡散によって消費されるエネルギー ΔG^D により、

$$\Delta G^{\gamma \rightarrow \alpha} = \Delta G^B + \Delta G^D \quad (1.1)$$

* 茨城大学名誉教授；理工学研究科(〒316-8511 日立市中成沢町4-12-1)

Phase Transformations in Steel—Local Condition at Moving Boundary during the Growth of Proeutectoid Ferrite and the Energy of α/β Phase Boundary—; Masato Enomoto (Emeritus Professor, Graduate School of Science and Technology, Ibaraki University, Hitachi)

Keywords: steel, diffusion, phase interface, growth, mobility, local equilibrium, solute drag, ferrite, pearlite, bainite, austenitization

2014年1月24日受理[doi:10.2320/materia.54.12]

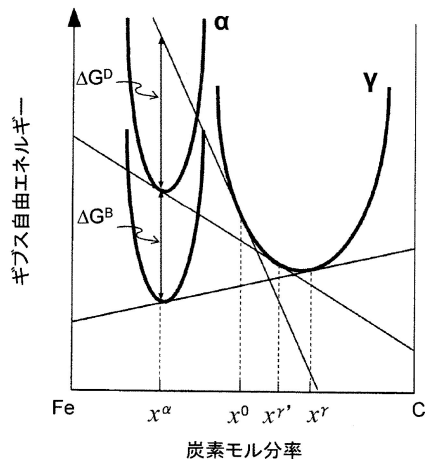


図1.2 変態の駆動力($\Delta G^{\gamma \rightarrow \alpha}$)は拡散(ΔG^D)と界面の摩擦力(ΔG^B)により消費される。モル分率 x は図1.1の濃度 c と $x = c/V_m$ の関係にある。

と書き表される。界面の移動速度を v , α/γ 界面の易動度を M (mobility) とすると、

$$\Delta G^B = \frac{v}{M} V_m \quad (1.2)$$

と書き表される (V_m は生成相のモル体積)。 ΔG^B がゼロではないときの界面における母相中の溶質原子濃度は、Fe-C 合金におけるフェライト変態の場合、

$$\mu_{Fe}^e + \frac{v}{M} \bar{V}_{Fe}^e = \mu_{Fe}^{\gamma} \quad (1.3a)$$

$$\mu_C^e + \frac{v}{M} \bar{V}_C^e = \mu_C^{\gamma} \quad (1.3b)$$

を解くことにより求められる。ここに、 $\bar{V}_{Fe}^e$ と $\bar{V}_C^e$ は生成相における Fe と C の部分モル体積である。図1.1からもわかるように、 $\Delta G^B \neq 0$ の場合の共通接線の接点における炭素濃度 $c^{\gamma'}$ は $\Delta G^B = 0$ の場合の接点濃度 c^{γ} より小さくなる。拡散勾配の変化により v が変化し、それに伴って c^{α} と $c^{\gamma'}$ は時々刻々と変化する。これが、混合モード (mixed mode) による界面移動である。 ΔG^B が ΔG^D より小さく (M が大きい)、式(1.3)の左辺の第2項が無視できる場合を局所平衡下の界面移動と称する。 ΔG^B が ΔG^D に比べ無視できない場合については、2.2 マッシュ変態の速度論で詳述します。

局所平衡を仮定すると、平面、円柱、球などの等温成長の初期段階においては、粒子の大きさ L は、

$$L = \alpha t^{1/2} = 2\lambda \sqrt{Dt} \quad (1.4)$$

と書き表わされる。

$$\Omega = \frac{c^{\gamma} - c^0}{c^{\gamma} - c^{\alpha}} = f(\lambda) \quad (1.5)$$

で定義される量を成長のスーパーサチュレーションと呼び、界面が平面である場合、成長速度定数 λ は、

$$\Omega = \sqrt{\pi} \lambda \exp(\lambda^2) \operatorname{erfc}(\lambda) \quad (1.6)$$

を満たす。ここに、 $\operatorname{erfc}(\lambda) = 1 - \operatorname{erf}(\lambda)$ は補正誤差関数である。円や球に対する $f(\lambda)$ の式は文献(3)を、また、回転楕円体の成長速度定数については文献(4)を参照されたい。平

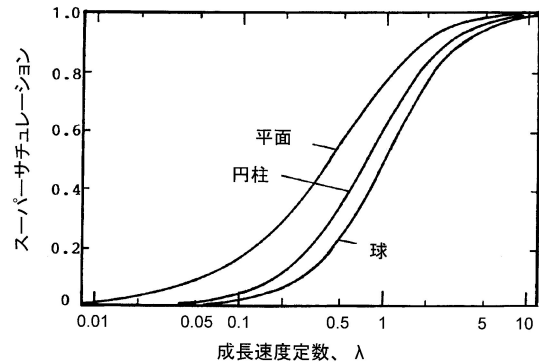


図1.3 平面、円柱、および球状界面の拡散成長におけるスーパーサチュレーションと速度定数の関係。

面、円柱、および球に対する Ω と λ の関係を示すと、図1.3のようになる。図から明らかなように、一定の Ω の下では平面、円柱、および球の順に速度定数 λ の値が大きくなる。これは平面では原子の拡散が1方向であるのに対し、円柱では2方向、球では3方向に起こり、原子の輸送が促進されるためである。また、初期段階というのは、隣のフェライト粒子と拡散場が重なり始めるまでを指す。拡散場の重なりをソフトインピンジメント (soft impingement と呼ぶ。ソフトインピンジメントが起こったあとの成長を予測するために様々な近似やシミュレーションが用いられる。

演習問題1

2元合金における析出物の成長速度の近似解法として線型勾配近似がよく知られている。この近似を用いると、平面界面(1次元成長)では近似を用いない解に比べ速度はやや小さくなるが、全てのスーパーサチュレーションに対して誤差が小さいことが知られている(文献(1), p. 103)。そこで、1次元成長に図1.4に示すような線型勾配近似を適用し、母相の1次元粒径(直径の半分)を d としてソフトインピンジメントを考慮したときの成長速度を求めよ。(解答は最終回に掲載します)

1.3 フェライトの成長に及ぼす合金元素の効果

実用鋼では通常 Mn, Si, Cr, あるいは Mo のような合金元素が複数添加されている。これらの添加元素の効果を系統的に把握するうえで、局所平衡、パラ平衡の理論が役に立つ。この理論はフェライトの他に、セメンタイトやパーライトの成長、さらには、鉄鋼以外の合金系の速度論にも適用できる。鉄鋼での最大の特徴は、炭素や窒素などの侵入型元素と Mn や Si などの置換型合金元素の拡散易動度が大きく異なることである。そのため一定の理論の簡略化が可能で、理論の効用が大幅に向上している。前節で局所平衡の基本的な考え方を述べたが、これを Fe-C-X 3元合金に適用すると (X は置換型合金元素)、 α/γ 界面の両側ですべての成分原子

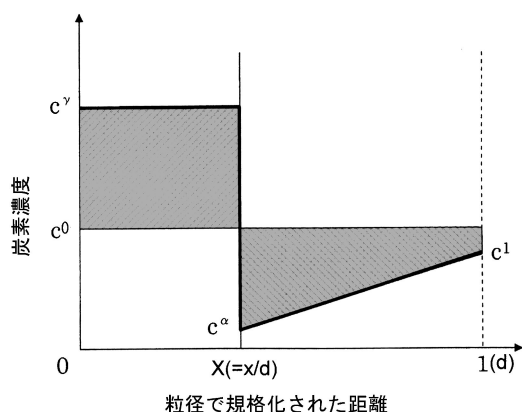


図1.4 拡散場のインピンジメントを考慮したときの線型勾配近似.

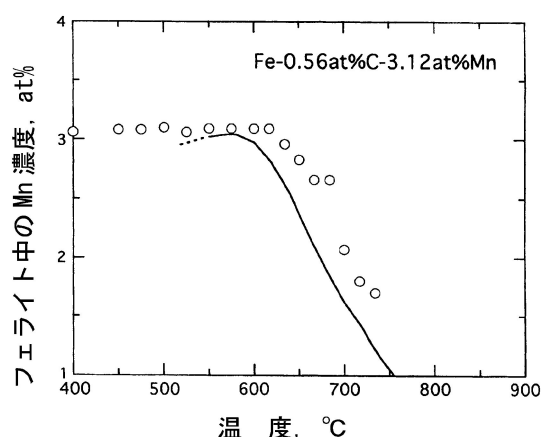


図1.5 Fe-0.1C-3Mn 合金における Mn の分配. 白丸は測定値, 曲線は局所平衡による計算値⁽⁵⁾.

が平衡を達成していることになる. 拡散易動度が大きく, 比較的自由に動ける炭素原子についてはこのことは可能であっても, 拡散易動度の小さい置換型原子にとっては自明ではない. 実際, 等温変態で生成したフェライト中の合金元素濃度を測定すると, 図1.5に示すように, Ae_3 点に近く, 過冷度が小さい場合には γ 母相とは異なる濃度であるのに対し, 過冷度が大きくなると, 母相と同じ合金元素濃度を持ったフェライトが生成する⁽⁵⁾. この図で Mn の分配が停止する $\sim 600^\circ\text{C}$ 以下の温度で生成したフェライトをパラフェライト (paraferrite) と呼ぶ.

パラフェライトの生成に対してまず考えられるのは, Fe や合金元素の拡散が起こらず, 炭素のみが拡散して平衡を達成することであり, これをパラ平衡 (paraequilibrium) と呼ぶ. 炭素を Fe-Mn 固溶体における侵入型固溶原子とみなし, 図1.6に示すように, Fe-C-Mn 合金状態図で炭素のコーナーから出る Fe と Mn の濃度を等比で分割する線 (carbon component ray) を考える. パラ平衡における α 相と γ 相における炭素の平衡濃度は, 組成比 $v = c_{\text{Mn}}/c_{\text{Fe}}$ の carbon component ray を横軸とする自由エネルギーダイアグラムで, α 相と γ 相の自由エネルギー曲線に引いた共通接線の接点で

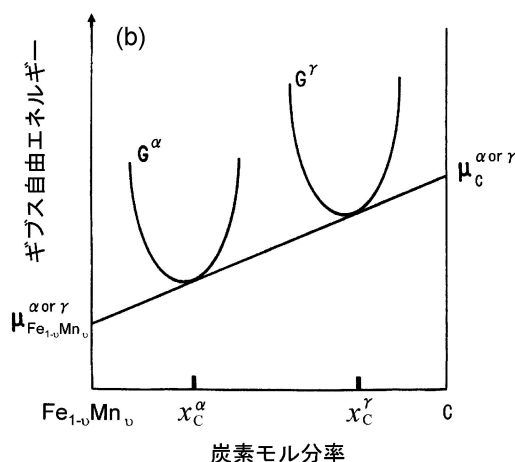
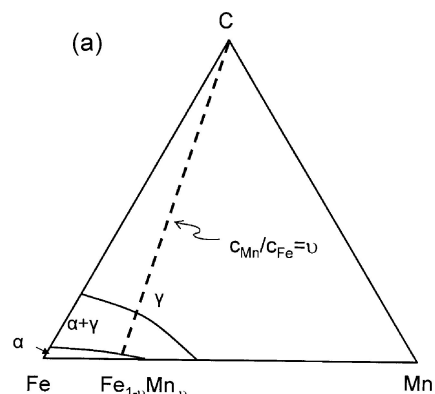


図1.6 Fe-C-X 3 元合金における炭素の component ray とパラ平衡境界. c は濃度, x はモル分率を表す.

与えられる⁽⁶⁾. この接点における炭素濃度は,

$$(1-v)\mu_{\text{Fe}}^\alpha + v\mu_{\text{Mn}}^\alpha = (1-v)\mu_{\text{Fe}}^\gamma + v\mu_{\text{Mn}}^\gamma \quad (1.7a)$$

$$\mu_{\text{C}}^\alpha = \mu_{\text{C}}^\gamma \quad (1.7b)$$

を解くことにより求められる. ただし, μ_{Fe}^α は, α 中の Fe 原子の化学ポテンシャルである (以下同様). この式は, パラ平衡において, Fe と Mn が一体となった置換型の溶媒原子 ($\text{Fe}_{1-v}\text{Mn}_v$) と炭素が擬 2 元合金を形作することを示している. 図1.7に Fe-C-Mn 3 元合金におけるパラ平衡の α/γ 相境界を示す. パラ平衡の $(\alpha+\gamma)$ 2 相域は, すべての合金元素について, 完全平衡[†]の 2 相域の内側に存在する. また, このことは α/γ 平衡に限らず, セメントイトとの平衡相境界でも同じである.

パラフェライトが生成するもう 1 つの可能性は, 界面の平衡がバルク組成を通らない共役線によって達成されることである. 今, 炭素と合金元素の相互作用がない (Wagner の相互作用係数 $\epsilon_{\text{C}}^{\text{Mn}} = 0$) と仮定する. はじめに, 図1.8(a)に示すように, バルク組成を通る水平線^{††}とオルソ平衡の $\alpha/(\alpha+\gamma)$ 相境界の交点 a を一端とする平衡共役線を考える. こ

[†] 鉄合金では, パラ平衡と対比させる意味で, 完全平衡をオルソ (ortho) 平衡と呼ぶ. オルソ平衡では, $\mu_{\text{Fe}}^\alpha = \mu_{\text{Fe}}^\gamma$, $\mu_{\text{Mn}}^\alpha = \mu_{\text{Mn}}^\gamma$, および $\mu_{\text{C}}^\alpha = \mu_{\text{C}}^\gamma$ が成立する.

^{††} 正確には carbon component ray

の共役線他端をbとし、bを通る垂線を引く。aとbは界面における α 、 γ 中のCとMnの濃度を表しており、合金 O_1 では、フェライト成長に対する炭素のスーパーサチュレーション $\Omega_C(=\bar{O}\bar{c}/\bar{a}\bar{c})$ は0から1の間にあるのに対し、Mnのスーパーサチュレーション $\Omega_X(=\bar{a}\bar{c}/\bar{a}\bar{b})$ はほぼ1である。炭素の拡散係数を使って表した界面の移動速度は $2\lambda_C\sqrt{D_C}$ 、合金元素の拡散から求められる移動速度は $2\lambda_X\sqrt{D_X}$ に比例する。これらは同一の界面の移動速度を表しているから、双方は等しくなければならないが、 D_C と D_X の比が非常に大きいことを考えると、界面共役線 $\bar{a}\bar{b}$ は、局所平衡を保ちつつ、炭素の拡散による α の成長を可能にすることがわかる。合金のバルク成分が点cより右に位置する場合(図中の O')、炭素のスーパーサチュレーションはマイナスになり、炭素の拡散による成長が実現しない。よって、cを通る境界が不分配モード(Negligible partition local equilibrium, NPLE)による成長の限界となる。

限界を越えた組成の合金では、フェライトはどのように成長するかを考える。合金元素の拡散で律速されるとすれば、炭素の拡散場ははるか遠方にまで及んでいるので、母相中の炭素の化学ポテンシャルを一定とみなすと、図1・8(b)に示すように、バルク組成を通る炭素の等活量線が $\gamma/(\alpha+\gamma)$ 境

界と交わる点b'が α/γ 界面における γ の組成を表す。b'を一端とする平衡共役線をとって、他端をa'とすると、今度は Ω_X が0から1の間の値をとり、 Ω_C がほとんどゼロになる。この場合も $2\lambda_C\sqrt{D_C}$ と $2\lambda_X\sqrt{D_X}$ の値は等しくなければならないが、 $\lambda_C \sim 0$ であることを考えると、これが満たされており、 α の成長は実質的にMnの拡散で律速される。これを分配局所平衡(Partition local equilibrium, PLE)モードと呼ぶ。点b'ないしb'を通る垂線は γ 中の炭素の等活量線であるから、炭素と合金元素との間に相互作用があるときは、図1・8(c)のように垂直な線ではなく、左右に傾いた等活量線を引けばよい。

図1・5に示したように、フェライト中のMn濃度は低過冷度では温度とともに変化するが、図1・8(b)のような作図をいろいろな温度で行うと、点a'のMn濃度は図1・5の実線のようになるので局所平衡理論が現実と合うように見える。実際、拡散対による α/γ 界面の移動速度は局所平衡理論でよく説明できる⁽⁷⁾。それとは対照的に、PLEからNPLEへ移行する温度⁽⁸⁾、成長速度の絶対値⁽⁵⁾、あるいは合金元素スパイクの幅⁽⁹⁾や、NPLEが起こり得ない合金組成でパラフェライトが生成すること⁽¹⁰⁾などパラ平衡を支持する結果も多く得られている。ある条件で一方を支持する結果が得られても、他の条件でそれがいつも成り立つとは限らないことに注意する必要がある。

局所平衡の説明ではほとんどの場合、3元状態図の等温断面が使われる。この場合は、炭素の等活量線も界面共役線も同一平面上にあってわかりやすい。Fe-C- X_1 - X_2 合金では、等活量線も α/γ 相境界も曲面であるが、界面の流束釣り合いは、C、 X_1 、および X_2 に対する3つの式で書き表されるので、界面共役線はユニークに決まる⁽¹¹⁾。実際、DICTRAでは各成分原子の流束釣り合いの式を解いて、界面付近の濃度プロファイルを計算している。

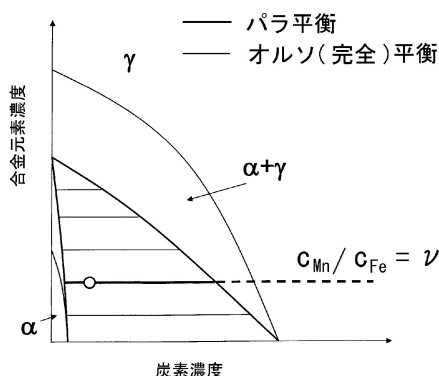


図1・7 パラ平衡(太い実線)とオルソ平衡(細い実線)の α/γ 相境界。

1・4 α/γ 界面エネルギー

フェライトの成長は上記の界面易動度の他にソリュートド

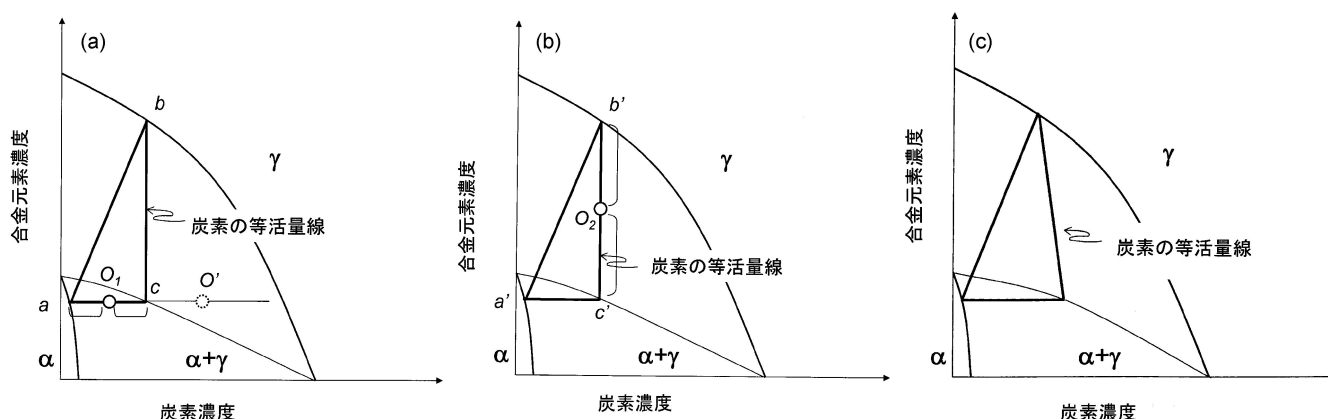


図1・8 (a) 高過冷度と、(b) 低過冷度における局所平衡の界面共役線。いずれも $\epsilon_C^X=0$ の場合。(c) $\epsilon_C^X \neq 0 (>0)$ の場合の局所平衡によるフェライト成長の共役線。

ラッグや界面の曲率の影響も受ける．ソリュートドラッグは固溶原子や不純物原子が α/γ 界面に偏析し，界面移動に対し付加的な摩擦を発生させる現象である．これについては次のマッシュ変態で触れることにして，以下では界面の曲率の影響 (Gibbs-Thomson 効果) をもたらす α/γ 界面エネルギー ($\sigma_{\alpha\gamma}$) について，現況を整理しておきたい． α/γ 界面エネルギーはフェライトの核生成において最も重要なパラメータのひとつであって，核生成速度の実験データから界面エネルギーを推定することも行われている．

フェライトプレート先端のように，大きな曲率を有する界面の両側における α, γ 相の組成は，Fe-C 2 元合金においては，

$$\mu_{\text{Fe}}^{\alpha} + \frac{\sigma_{\alpha\gamma}}{\rho} \bar{V}_{\text{Fe}}^{\alpha} = \mu_{\text{Fe}}^{\gamma} \quad (1.8a)$$

$$\mu_{\text{C}}^{\alpha} + \frac{\sigma_{\alpha\gamma}}{\rho} \bar{V}_{\text{C}}^{\alpha} = \mu_{\text{C}}^{\gamma} \quad (1.8b)$$

と書き表される．ここに， ρ はプレート先端の曲率半径を表わす．

1.4.1 粒界フェライトのぬれ角による α/γ 界面エネルギーの測定

Gjostein ら⁽¹²⁾ は炭素量を広範囲に変えた Fe-C 合金を使って， α/γ 界面エネルギーの直接測定を試みている．最初に試料合金を ($\alpha + \gamma$) 2 相域で保持してフェライトを生成させる．この焼鈍で生成したフェライトは γ 母相と方位関係を持っているので，それを取り除くため，一旦冷却して 50% 圧延し，再び同じ温度で焼鈍した．この試料を使って，フェライト粒と粒界とのぬれ角を測定し (図 1.9(a) 参照)，

$$\frac{\sigma_{\alpha\gamma}}{\sigma_{\gamma\gamma}} = 0.837 \sim 0.952 \quad (1.9a)$$

$$\frac{\sigma_{\alpha\gamma}}{\sigma_{\alpha\alpha}} = 0.901 \sim 0.970 \quad (1.9b)$$

という結果を得た．ここに， $\sigma_{\alpha\alpha}$ と $\sigma_{\gamma\gamma}$ は，それぞれ α 粒界と γ 粒界のエネルギーである．上記の比の値は双方とも炭素が 0.4% 付近で最小となった．Gjostein らはこの後，Gibbs や Langmuir の吸着の理論を使って個別のエネルギーを推定している．それによると，炭素濃度が 0.1% と 0.4% 付近でそれぞれ， $\sigma_{\alpha\gamma} = 0.60 \sim 0.65$ および 0.50 J/m^2 程度の値が得ら

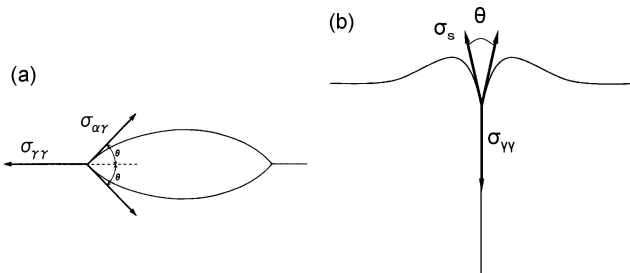


図 1.9 (a) ぬれ角による界面エネルギーの測定と，(b) 粒界エネルギー測定に用いられる粒界グループ法． $\sigma_{\alpha\gamma}$ は α/γ 界面エネルギー， $\sigma_{\gamma\gamma}$ は γ 粒界エネルギー， σ_s は γ の表面エネルギー．

れている．

これらの値のもとになっているのは，粒界エネルギーの測定値である．また，粒界エネルギーは表面エネルギーをもとにして決められている．金属の表面エネルギーはゼロクリープ法で測定されたものが多く報告されている⁽¹³⁾．粒界エネルギーは図 1.9(b) に示すような粒界グループ (粒界が表面と交わる箇所の溝) の角度を測定して求めることが多い⁽¹⁴⁾．表 1.1 にこのような方法で求められた純鉄および Fe-C 合金における値を示した．表面エネルギーや界面エネルギーは温度に依存するので，測定温度にも注意されたい．

1.4.2 フェライト核生成の実験から推定される界面エネルギー値

古典核生成理論では核生成の活性化エネルギーが，

$$\Delta G^* = \frac{4V_W}{(\Delta G_V)^2} \quad (1.10)$$

と書き表わされる⁽¹⁵⁾．ここで， ΔG_V は核生成の駆動力， V_W はウルフ (Wulff) 空間での臨界核の体積である．図 1.10 に示すように，ウルフ空間とは，界面エネルギーを界面の方位に対してプロットしたもので， V_W は (J/m^2) の 3 乗の次元を有する．臨界核の形状は，界面エネルギー全体を最小にする形状であり，ウルフの作図によって求められる⁽¹⁵⁾．界面エネルギーが等方的であれば，ウルフ空間における臨界核の形状は，通常の空間と同じで球となり， $V_W = 4\pi\sigma_{\alpha\gamma}^3/3$ であるから，式 (1.10) より，実空間で球形の核に対して，

$$\Delta G^* = \frac{16\sigma_{\alpha\gamma}^3}{3(\Delta G_V)^2} \quad (1.11)$$

表 1.1 Fe および Fe-C 合金における表面，粒界および界面エネルギーの測定値．

界 面	エネルギー値, J/m ²	温度, °C	文献
δ 鉄の表面エネルギー	1950	1450	(13)
	2090	1450	(14)
γ 鉄の表面エネルギー	2100	1350	(13)
γ 鉄の粒界エネルギー	756	1350	(13)
α/γ 界面エネルギー	500~760	730~910	(12)

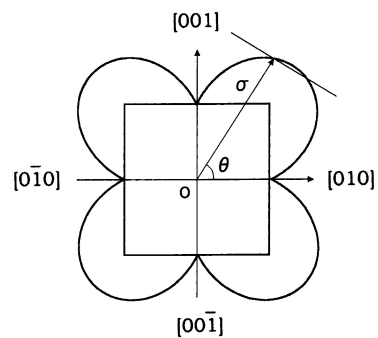


図 1.10 2 次元の界面エネルギーの極プロットと Wulff の作図．

Lange らは高純度 Fe-C 合金でフェライトの粒界核生成速度を組織写真から測定し、ビルボックス型の臨界核を仮定して界面エネルギーを推定した結果、 $\sigma_{\alpha\gamma} = 0.01 \sim 0.03 \text{ J/m}^2$ という値が得られた⁽¹⁶⁾。これは、前項の直接測定によって得られた値より桁違いに小さい。このことは、ぬれ角から求めた $\sigma_{\alpha\gamma}$ の値を使うと、核生成速度の式で活性化エネルギー以外の係数を考慮しても、核生成は事実上、起こり得ないほど小さな値になることを示唆する。Offermann ら⁽¹⁷⁾はその後、X 線回折により冷却中に核発生するフェライトの数をその場測定することに成功し、 Ψ^* が $10^{-8} \text{ J}^3/\text{m}^3$ のオーダーと報告している。この値は、組織写真をもとに推定した値 ($10^{-6} \text{ J}^3/\text{m}^3$ のオーダー) より V_W ないし Ψ の値で、1~2 桁小さく、 $\sigma_{\alpha\gamma}$ では 10^{-3} J/m^2 のオーダーである。さらに、Sharma ら⁽¹⁸⁾は加熱中のオーステナイトの核生成速度をその場測定し、Offermann らの値と同程度の α/γ 界面エネルギーの値を報告している。これらの結果は、核/母相界面は核が大きく成長したあとの析出物/母相界面より整合性がよく、界面エネルギーが低いためと解釈されている。

原子間ポテンシャルを用いたシミュレーションによっても界面エネルギーの値を求めることができる。異相界面エネルギーは界面の両側の結晶方位差と界面の方位に依存するが、多くの場合、特定の方位関係でしかも最低の界面エネルギーを有すると期待される方位の値が報告されているにすぎない。実際、EAM ポテンシャルを用いた α/γ 界面エネルギーの計算では、西山-Wassermann (N-W) の関係にある $(335)_\gamma$ 方位の界面エネルギーが 0.34 J/m^2 と報告された⁽¹⁹⁾。その後、同じポテンシャルを用いて N-W 関係の他の界面方位や Kurdjumov-Sachs (K-S) の関係にあるいろいろな方位の α/γ 界面のエネルギーの計算が行われた⁽²⁰⁾。それによると、K-S の方位関係にある $(112)_\gamma$ 方位の界面エネルギーが $\sigma_{\alpha\gamma} = 0.27 \text{ J/m}^2$ と最も小さく、ランダムな方位の界面エネルギーの値 $\sigma_{\alpha\gamma} = 1.20 \text{ J/m}^2$ までの間で様々な値が得られている。3.1 で述べた直接測定による値はこの範囲に含まれるが、3.4.2 で述べた核生成の実験から古典論を用いて得られるような小さな $\sigma_{\alpha\gamma}$ 値はシミュレーションでは得られていない。

的理論のように界面エネルギーを使わない核生成の解析手法も提案されているが、古典論は均一核生成だけではなく、不均一核生成も取り扱うことができ、実用的には極めて重要な理論である。今後の発展が切に望まれる。(つづく)

- (1) 榎本正人：金属の相変態，内田老鶴圃，(2000)。
- (2) H. I. Aaronson, M. Enomoto and J. K. Lee: Mechanisms of Diffusional Phase Transformations in Metals and Alloys, CRC Press, Boca Raton, USA, (2010) .
- (3) D. E. Coates: Metall. Trans., **3**(1972), 1203–1212.
- (4) M. Enomoto: Metall. Mater. Trans. A, **37**(2006), 1703–1710.
- (5) R. F. Sekerka and S. L. Wan: Lectures on the Theory of Phase Transformations, 2nd ed., ed. by H. I. Aaronson, TMS-AIME, Warrendale, PA, (1999), 231–284.
- (6) J. B. Gilmour, G. R. Purdy and J. S. Kirkaldy: Metall. Trans., **3**(1972), 1455–1464.
- (7) A. Phillion, H. S. Zurob, C. R. Hutchinson, H. Guo, D. V. Malakov, J. Nakano and G. R. Purdy: Metall. Mater. Trans. A, **35**(2004), 1237–1242.
- (8) K. Oi, C. Lux and G. R. Purdy: Acta Mater., **48**(2000), 2147–2155.
- (9) J. R. Bradley and H. I. Aaronson: Metall. Trans. A, **12**(1981), 1729–1743.
- (10) M. Enomoto: Trans. ISIJ, **28**(1988), 826–835.
- (11) R. Wei, K. Kanno and M. Enomoto: Metall. Mater. Trans. A, **42**(2011), 2189–2198.
- (12) N. A. Gjostein, H. A. Domian and H. I. Aaronson: Acta Metall., **14**(1966), 1637–1644.
- (13) L. E. Murr: Interfacial Phenomena in Metals and Alloys, Addison–Wesley, Reading, MA, (1975), 87–164.
- (14) E. D. Hondros: Precipitation Processes in Solids, eds. K. C. Russell and H. I. Aaronson, TMS–AIME, Warrendale, PA, (1978), 1–30.
- (15) H. I. Aaronson and J. K. Lee: Lectures on the Theory of Phase Transformations, 2nd ed., ed. by H. I. Aaronson, TMS–AIME, Warrendale, PA, (1999), 165–229.
- (16) W. F. Lange, III, M. Enomoto and H. I. Aaronson: Int. Met. Rev., **34**(1989), 125–150.
- (17) S. E. Offerman, N. H. van Dijk, J. Sietsma, S. Grigull, E. M. Lauridsen, L. Margulies, H. F. Poulsen, M. Th. Rekvelde and S. van der Zwaag: Science, **298**(2002), 1003–1005.
- (18) H. Sharma, R. M. Huizenga, A. Bytchkov, J. Sietsma, S. E. Offerman: Acta Mater., **60**(2012), 229–237.
- (19) Z. Yang and R. A. Johnson: Model. Simul. Mater. Sci. Eng., **1**(1993), 707–716.
- (20) T. Nagano and M. Enomoto: Metall. Mater. Trans. A, **37**(2006), 929–937.



★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★

1972年 東京大学理系大学院物理学専攻修士課程修了
1972年 科学技術庁金属材料研究所研究員
1982年 米国カーネギーメロン大学博士課程修了
(Ph. D)
1992年 茨城大学工学部マテリアル工学科教授
2013年 4月 同大学院理工学研究科特任教授
2014年 3月 退職，茨城大学名誉教授
専門分野：材料組織学，金属物理学

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★

17