

固体相転移の熱力学と熱問題への応用

～第3回：転移進行と熱移動の関係

およびまとめ(ケーススタディ)～

藤 田 麻 哉*

3・1 転移進行におよぼす熱物性の影響

本シリーズの3回目として、まず前回に引き続き、過冷却現象に触れるが、この現象ばかりでなく、相転移の動的性質を支配する因子には、核生成・成長などの内的な微視的变化だけではなく、熱伝導・熱拡散などの巨視的な熱現象なども登場することを述べておく。転移完了時間と観測時間を無限にとる理想平衡状態では、このような熱移動現象との関連は現れないが、現実の相転移進行の過渡性・非平衡性のもとでは、相転移進行が熱移動現象に律速されることも起こり得るのである。

まず、前節と同様に、過冷却現象(第2回の図2・4)を考える。連続冷却曲線上では、相転移完了までにさらに、リカレスセンスと呼ばれる温度反転ののち、サーマル・アレストと呼ばれる定温持続状態が観測される。リカレスセンス以降は生成核の成長が進行するが、もちろん、遅れて生じる核発生が重畳することもある。以下では話を簡単にするために、リカレスセンス以降の核発生は省略して考える。サーマル・アレストの発生は、逆に言うと、連続冷却過程での環境温度制御にともなう巨視的な熱のやりとりが、物質内部の核成長とバランスをとっていることになる。物質・環境の熱伝達挙動と相転移進行のバランス問題は、一般に Stefan 問題として知られており、この概念も、デンドライト成長から惑星マントルまで非常に幅広く用いられる普遍性の高いものである⁽¹⁾。Stefan が最初にこの問題に取り組んだ対象は、水-氷の界面

進行問題であるが、200年以上立った現在でも氷界面の問題は決着がつかないように、非線形課題の難問でもある。一方、その立式の中心はフーリエ則型の熱伝導現象に潜熱発生を加えた極めてシンプルなもの、オリジナルの式には物質・質量移動に関わる項は登場しない⁽²⁾。多くの Stefan 問題で拡散現象・質量移動との関係が出現するが、実は時間依存の根源に拡散現象は関係なく、熱移動こそが過渡的なスケールを決めるとしたのが Stefan 問題である。(数学上の特異微分方程式の分類として Stefan 問題という名称が冠されるが、「界面移動型微分方程式」問題の普遍性と、実際の相転移での Stefan 式の具象性とは全く別のものである。)実際の現象では、拡散現象が時間スケールを律速する場合も多いが、この対応にはさらなる改善の余地がある。一方で、Stefan 問題の概念は、電子・磁気・構造相転移といった異なる分野にも適用可能である。たとえば、サーマル・アレストは、水-氷転移だけでなく、磁気転移でも観測される。このように、熱移動現象を考慮する上で、Stefan 式はシンプルながら本質的な理解を与えてくれるであろう。水面に氷が張る挙動に熱移動現象が関与すると、最初に見通した Stefan の発想はユニークである。しかも Stefan 自身は、なんらかのラボ実験をしたわけではなく、ドイツとイギリスの北極圏探検隊の記録に載っていたジオグラフィック規模の氷観測データ群をもとにフーリエ則型の熱収支バランスだけで式構築した⁽²⁾のである。(19世紀のデータサイエンスとみなすと大変興味深い。)

では、一般化された Stefan 問題の表式を見てみよう⁽¹⁾。

* 国立研究開発法人 産業技術総合研究所中部センター(〒463-8560 名古屋市守山区桜坂 4-205)

A Lecture on the Thermodynamics of Solid-state Phase Transition and Application for Thermal Management Issues 3 ~Influence of Thermal Phenomena on Transition Progress and Overall Summary(Case Study)~; Asaya Fujita(National Institute of Advanced Industrial Science and Technology(AIST), Nagoya)

Keywords: Stefan problem, thermal conductivity, transition kinetics, phase transition hysteresis

2024年3月19日受理[doi:10.2320/materia.64.190]

$$\lambda v_b = \alpha C_p \{(\nabla T)_{LTP} - (\nabla T)_{HTP}\} \quad (3 \cdot 1)$$

ここで、 λ は前回までと同じく体積あたりの潜熱で v_b は界面法線方向への界面速度である。一方、右辺の α は熱拡散係数で C_p は単位体積あたりの比熱である。精密に言えばこれら2つのパラメータは高温相(HTP)と低温相(LTP)で値が異なるが、その差を無視しても転移挙動の説明が変わるほどの大差は生じない。大事なことは、左辺が単位時間・単位面積あたりに発生する熱変化(降温の場合は発熱、昇温の場合は吸熱)の量であり、一方、右辺は相界面前方と後方の熱拡散を表す。なお、気をつけなければならないのは、同じ固定座標系で、昇温過程も降温過程も表すために、潜熱を吸熱と放熱で符号を変えてしまうと、界面進行方向も正逆が代わり、左辺はどちらの方向でも同じ符号になってしまう。あくまで、ベクトル値は界面速度と温度勾配だけでそれ以外は正のスカラー値であり、しかもこれらは界面法線ベクトル方向の話である。一般の物理式であれば本来、普遍的な対称性を備えているのが常であるが、その意味では、このような恣意性が表れる点で、物理式ではなく、現象論あるいは経験則として割り切るべきである。この他にも、前回までに述べてきた、過冷却分の駆動力も、界面張力に対する仕事は、一切含まれていない。もし α と C_p の相ごとの差が小さい場合に、温度勾配が界面前後で一緒であれば、差分は0になって速度も0つまり界面が動かないように見える。このため、あたかも、相転移のトリガーは温度勾配であるかのように勘違いする例も見受けられる。実際には、転移のトリガーの段階ですでに過冷却が生じ、駆動力が界面に作用しているのであって、熱活性があれば界面は進行できる。式(3・1)は、何らかのトリガーによって一旦界面が“動き出したら”、潜熱発生の影響がどうなるかを示す式として考える方が、この式に謎の物理解釈を含ませる恐れがない。(実際に、駆動力や表面張力分の仕事が入るように修正するためには、式(3・1)よりもはるかに複雑な非線形微分方程式を扱わないとならない。)

発熱方向の潜熱が発生し(降温に相当)、界面部分だけ周囲より温度が高くなった場合、低温相から高温相の方向を正にとると、 $(\nabla T)_{LTP}$ は正で $(\nabla T)_{HTP}$ は負になり、右辺全体では正になって、界面は高温相方向に向かって進み低温相が広がる。この見方であれば、潜熱発生前のベースの温度勾配がたとえ0であっても、界面進行した潜熱発生と、それが両側に散逸する速度がつりあうことになる。そもそも、この式では、どのパラメータも独立変数になり得るため、因果律として熱拡散が界面移動を引き起こすわけではない。つまり、実際上の理解としては、駆動力が大きく界面が熱拡散より早く進むと大きな温度勾配が生じるとみるのが妥当である。

現実の転移進行では、実はこの最後の式解釈が重要になる。準静的にあらゆる場所で温度が均一になるように熱力学的な「等温」過程で転移を進める場合には、温度を均一に保ちながら界面を極めて緩やかに進行させ、熱の過剰な蓄積を防ぐ理想形を考えていることになる。一方、界面付近で周囲から温度変化が生じた場合は、本来は、単にフーリエ則型の

熱収支が生じるだけでなく、駆動力への影響も生じる。界面進行が早くて熱散逸が追いつかない場合は、局所的に温度が上昇し、これは駆動力を得るための過冷却とは逆の方向に働く。つまり、潜熱が拡散して冷えないと、環境温度相当の駆動力では足りなくなるのである。つまり、段階的な見方をすると、潜熱の散逸が不十分な場合、駆動力が不足し、散逸が十分であれば再び界面進行が可能になる。こうして、“結果的”に、熱拡散率が転移進行速度に影響するわけである。この効果を理解せずに、銜学的にStefan問題として相転移速度論を考えると間違いを犯すが、一方で、相転移進行が熱拡散により大きく変わることも理解しておく必要がある。

連続冷却過程における外部への熱移動時間の視点を踏まえながら、もう一度、過冷却完了後のリカレンセンスおよびサーマル・アレスト現象を振り返ってみる。まず過冷却により蓄えられた自由エネルギー利得(あるいはOP変化分で微分した駆動力)は、核発生するための界面張力に抗する仕事として消費されるが、同時に、界面付近には潜熱が発生する。核生成あるいはそれに続く初期の界面移動(核成長)が進むと、界面付近の潜熱が物質内へ拡散し、物質/外界の熱抵抗を経て外部と吸放熱することで、元の温度を保持しようとするが、潜熱発生速度が熱拡散による散逸よりも早いと、界面局所の温度上昇だけでなく、最終的には物質内部の温度も全体に少しだけ上昇する。この過程を巨視的に俯瞰すると、実は直感的には奇妙なことが生じていて、水-氷であれば、水の温度は“上昇しながら”水の凍結が進み、氷が増えていく。これらが自発的かつ連続的に進行するためには、この温度上昇は、水中の氷の核発生臨界点である T_{on} を超えることはない。もし、冷却速度が速く、前回の2・6節で説明した核発生確率に由来して大きな過冷却度が生じた場合は、潜熱の熱拡散に要する時間の影響が少なく、温度が T_{on} に達する前に氷になりきって潜熱発生がとまり、外部冷却に追従して温度低下する場合もある。そもそも過冷却自体が2・6節の確率過程で生じるとしても、その後に温度上昇してリカレンセンスが起きるということは、物質/外界の熱放出が核成長で界面移動した分の潜熱増加に追いついていない証拠でもある。潜熱がダブつきながらも系の温度が T_{on} を超えずに済むためには、潜熱の発生を“絞る”より他なく、これは結局、界面移動速度によりバランスされることで実現される。こうして T_{on} を超えないように転移が進行するのがサーマル・アレストである。潜熱発生による局部昇温が駆動力を低下させるので、界面速度の適応が自発的にうまく釣り合うのである。なお、連続冷却の条件では、時間とともに、サーマル・アレストされた物質の温度と下がり続ける環境温度の差が開いていくので、この結果、単位時間あたりの放熱量が増加し、転移後半では潜熱による温度上昇が抑えられる。一方、核成長体積は一般にシグモイド型の増加率を示す。このため、環境の冷却速度が顕著に早い場合は、転移の途中であっても、サーマル・アレストが続かずに物質温度が降温挙動を示す場合もある。これ以外にも、界面張力が弱く過冷却が少なくなくて済んだり、リカレンセンスが終わる前に転移が完了してしまった

りするとこれらの特徴が観測されない場合もある。

サーマル・アレスト現象は、人類の潜熱蓄熱を利用してきた歴史において最も中心的役割であり、大きな顕熱を使わなくとも保温・恒温を実現できる“旗印”である。しかしその熱力学的な要因は、相転移の内的因子だけではなく、また、その様相は定常平衡論だけから記述できるものではない。蓄熱材の保温性や恒温機能などを利用する場合は、その持続時間や動作温度などの設計に熱現象としての相転移挙動を理解して取り込むことが重要となる。

3.2 ケーススタディ

本講義ノートの終盤として、もう少し具体的な事例を挙げて話題を進めるが、単に、各論の現象を個別に定式化・類型化しても決して理解へのハードルは下がらないと思われる。そこで、実際の材料開発において直面するであろう相転移を工学的制御にするための方向性を含めた概論を説明してみる。

3.2.1 相転移温度の制御について

基本方針は第1回の図1.2に即したものとなるが、もう少し、応用上の要求を考慮したバックキャスト的な視点に近づいてみる。例えば、相転移の結果、望ましい工学特性が得られるが、転移点が室温以下に存在する場合、なんらかの材料学的方法により、転移点を上昇させたいという要望が生まれることがある。もし、理想化した操作(ある因子だけ制御できて、他の要因は固定できる)が可能であるとすると、方策としては図3.1におけるA, BおよびCのようなパターンが考えられる。Aは、第1回の式(1.2)あるいは第1.3節で述べた様に、内部エネルギー E およびエントロピー S の温

度変化が小さければ、基底状態の $E_H - E_L$ を増加させることで T_C を上昇できる例である。このパターンを実現する例としては、 $E_H - E_L$ がクーロン電子相関に由来する場合には、励起相(ここまで高温相と呼んでいたが、絶対零度の高温相という言い方による混乱を避けるためにここでは励起相と呼ぶ)において、クーロン相互作用を感じる電子数をさらに増やすようにしたい。このためには、高い電子状態密度にフェルミ準位 E_F が近づくようにしたり、あるいは、基底相(低温相)の側で、より相互作用が減らせるように、 E_F がギャップに近づく電子濃度や原子間距離を調整する、といった合金設計が想定される。

一方、Bのパターンは、やはり E および S の温度変化を考慮せず、 $-ST$ 項の変化を調整して T_C を動かす狙いである。高温相の S の絶対量を低下させた場合を想定している。具体的には、高温相固有のフォノンや磁気モーメントあるいは電気双極子揺らぎなどを調整することになる。このような制御には、それぞれの揺らぎにあわせ、双極子モーメントの振幅を小さくしたり、分子間力、原子結合力、磁気交換相互作用などバネ定数に相当する部分を変化させることが考えられる。したがって高温相の特定の物理量にだけ影響が強くなるような合金設計や元素選択などを考えるのが良い。(後述する二酸化バナジウムの例では、高温相にだけ金属磁気モーメントが発生するので、その磁気揺らぎ由来の S を調整するため、金属磁気モーメントの大きさを変えることなどが考えられる。)

パターンCについては、説明が難しくなるため第1, 2回では深掘りせずに、簡便に述べるにとどめてきたが、低温相(基底相)側の素励起により生じる内部エネルギー E の温度変化による、 ΔE の目減り分を考慮している。素励起による

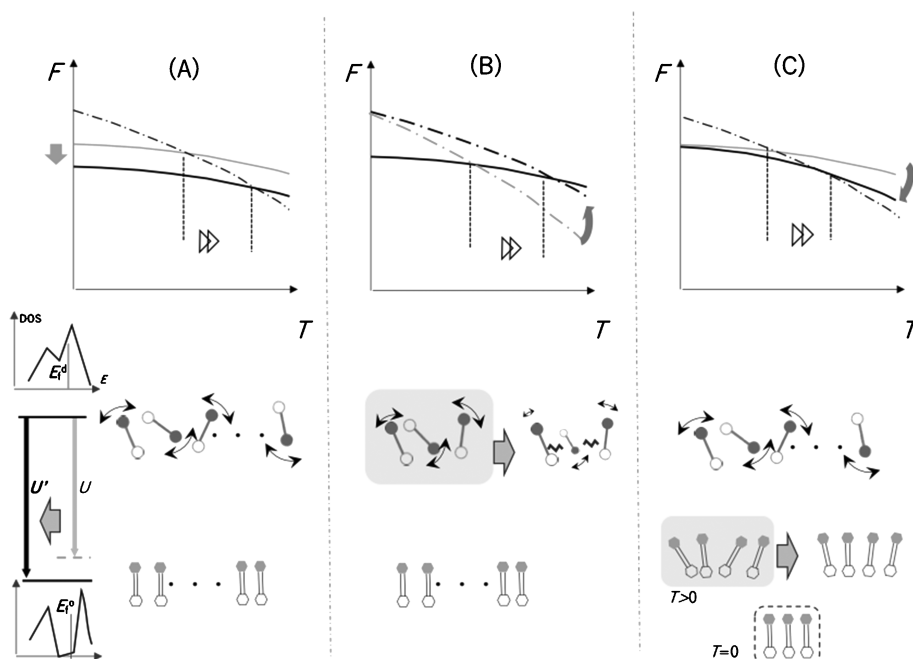


図3.1 相転移温度を上昇制御するための方策。

乱れのエントロピー寄与ではなく、1つ1つの励起子をもつエネルギーの合計である(1・2・2節参照)。例えば強磁性の基底状態を考えた場合、交換相互作用によるエネルギー変化が、隣り合うスピン S_i と S_j の間で、 $\varepsilon = -JS_i \cdot S_j$ で表されたとする。(ε は両スピンが平行のとき最低で、反平行のとき最大になる。)無秩序な常磁性相で、どのサイト間も瞬間々々でスピンが反平行になるような揺らぎ方を仮定し、一方、秩序/強磁性相では全スピンが平行に揃った理想状態を考える。この場合、絶対零度での2状態間の内部エネルギー差 ΔE は 2ε となる。温度が上昇し、素励起としての熱スピン波が発生するとスピン波は乱雑さとしてのエントロピーも稼ぐが同時に、部分的に平行から外れたスピンペア(あるいは複数スピン間に広がったスピン波)が発生するので、内部エネルギー差 ΔE も目減りし、 $2\varepsilon - \Theta(T)$ 型の温度変化をする。スピンを古典ベクトルから角運動量量子数に扱い直して計算すると、 $\Theta(T)$ は、温度 T までの熱減磁分(平行からのズレ分)の交換エネルギー上昇に相当する⁽³⁾。ここでは説明の都合で磁気系を例にしたが、制御方策については、磁気系では難しい話になるので概略だけ示す。強磁性状態のスピン波分散係数(温度当たりのスピン波励起の目安)だけを変化させ、強磁性状態の交換相互作用は保持することになるが、一方、1次相転移なので基底強磁性と励起常磁性の交換相互作用は同じでは無く、常磁性相の交換相互作用も保持するようにしないとならない。このような変化を実現するには、結晶対称性を考慮するか、遍歴電子系の場合は、バンド構造の微係数まで検討することになるなど、かなり複雑な様相を呈する。もう少し直感的にわかりやすい例を考えるなら、例えば基底-励起状態間のエネルギー差が基底状態のバンドギャップにおける充満帯から伝導帯に熱活性されたキャリア数で決まるような場合、ギャップを広げたり、ギャップ間の中間単位が現れないようにする材料調整が考えられる。

ここまでの説明は、“転移温度を上昇させる”という一つの要請に絞って方策を説明したが、もし、転移温度だけ変えるのではなく、同時に他の物性値の変化も付随させたい場合は、上記のパターンA~Cのなかでも、よりふさわしい方式を検討する必要がある。本稿は熱問題を話題の中心にしているので、“転移温度の上昇とともに潜熱を増やしたい”，といった場合どうするかを、パターンA~Cで考えてみる。Aの場合であれば、転移温度 T_c の上昇とともに、潜熱 λ も増加できる。(転移エントロピー変化 ΔS は両者の兼ね合いで大きくも小さくもなり得る。)一方、パターンBの場合は、 T_c は上昇するが、 λ の大きさは据え置きで、したがって ΔS は小さくなる。パターンCでは潜熱の目減り分を抑制したことになるので、 T_c での潜熱は増加するが、結果的に F^L 曲線の T_c での傾きが大きくなるため ΔS が小さくなると予想される。

当然のことながら、図3・1の各パターンを考察する上で設定した前提条件は、理想化および単純化しているがよほど微細あるいは確度がもとめられる状況でない限り、おおまかな傾向は把握できるはずである。また、実際には、例えばパタ

ーンAとCの影響が両立して現れる場合もあるが、合金設計の結果を判別する上で、このような考え方をで解析すれば、主要な変化がどこにあるのか(絶対零度の ΔE なのか、有限温度の $\Theta(T)$ なのか)、把握が容易になるであろう。

筆者が経験した事例として、二酸化バナジウム VO_2 における熱的特性の改善を示す⁽⁴⁾。 VO_2 は潜熱が大きいことが古くから知られてきたが、蓄熱材料として工学評価した際にも、従来のパラフィン系材料などに匹敵する特性となるため、動作中に液相を経由することのない「電子氷」として、固体蓄熱利用が有望視されてきた⁽¹⁾⁽²⁾。ただし、この物質は難焼結性のため、バルク化に工夫が必要であり、焼結のためのプロセスと、物性(蓄熱特性)の維持の両立に工夫が必要であった。プロセス改良を探索する中で、バルク試料が得られてプロセス前の粉末体に比べ転移温度はそれほど変わらないのに、潜熱が顕著に目減りしている例に遭遇した。本系の相転移の特徴を、前述の図3・1A~Cのパターンになぞらえて説明すると、基底状態と励起状態のエネルギー差を生むのは、 VO_2 の場合、いわゆる強相関とよばれる巨大電子間クーロン相互作用であり、巨大潜熱も電子相関に由来する。一方、相転移のトリガーとなる励起相エントロピー項に関しては、複数の要因が合算で寄与する。基底状態においては、電子バンドにギャップ状態が表れて(この要因については、モット機構とパイエルス機構の両方が入り組んだ状態であり、いまだに論争が絶えない話題なので、本稿では踏み込まずに置く)、いわゆる絶縁体状態にあり、V-V結合において特定の軌道が占有され、3d電子がup-downペアによるスピン数 $S=0$ となるシングレット状態を形成する。一方、励起状態(高温相)では、電子がバルク中を動き回る金属状態であり、電子運動による(Sommerfeld)エントロピー S_{el} 、金属バンド的な広がりによる軌道選択自由度のエントロピーに S_{orb} 加え、金属モーメントの発生($S \neq 0$)による磁気揺らぎのエントロピー S_{mag} が出現する。潜熱の目減りが見られた VO_2 焼結体では、高温相における測定から求めた有効モーメントが文献の実験値あるいは理論値よりやや大きな値にあり、 S_{mag} も増加していることが予想された。確かに、当該試料の転移温度はやや低下しているので、この部分だけをみるとパターンBの機構になりそうであるが、それでは潜熱(あるいは転移エントロピー)の目減りが説明できない。そもそも高温相(金属バンド状態)の局所モーメントが増加しているということは電子状態に変動が生じていることを意味するので、低温相の基底状態にもなんらかの変化が生じているはずである。電気伝導の温度依存性から、低温相(絶縁相)での伝導ギャップを評価したところ、本来の絶縁相に現れるバンドギャップからの予想値より減少しており、ギャップの縮小あるいはギャップ間不純準位の発生が示唆された。このことは熱的にはパターンAで示した基底状態のエネルギー的安定度が低下しているか、もしくはパターンCのように素励起による内部エネルギーへの影響が増大している。この話題の場合には、その後、バンド計算の結果や分光測定などを踏まえ、物性変化は酸素欠損の影響であることで決着し、欠損回復の処

理により潜熱も回復することが確かめられた。本節の冒頭で提示した、積極的な転移温度制御とは逆の例示(転移温度を動かさずに潜熱を回復する例)ではあるが、熱的な視点がどのように物性の変化とリンクしているか、あるいはそのような視点を追加することで、どのような物性変化に注視すれば良いかというヒントになれば幸いである。

3・2・2 相転移履歴の制御について

転移の制御として要求されることが多いのは、必ずしも(平衡)転移温度だけではなく、相転移履歴を含んだ過渡状態の調整が要求されることも多い。たとえば筆者が関わる事例では、磁気相転移の潜熱を利用した磁気冷凍において、潜熱を保持しながらできるだけ転移履歴を抑制し、シャープな転移を実現する技術課題がある⁽⁵⁾。また別の事例では、NiTi系マルテンサイト変態の潜熱の大きさに注目し、履歴を増大させることで熱保持領域を安定化させるとともに、さらに応力誘起変態による機能を組み合わせて、アクティブ蓄熱を実現しようと取り組んでいる⁽⁶⁾。このように、相転移履歴は、サイクリックな動作には損失にしかなり得ないが一方、不可逆的にある状態を保持する場面では極めて有用な機能補助になり得る。転移の履歴現象として特別に抜き出した説明はしなかったが、核生成・成長(2.1~3節)などでも、転移の過渡性に関わる問題として履歴の存在には触れてきた。ただし、これらの内容を事細かに説明されたところで、制御の観点にはつながりにくいと思われるので、履歴制御についても応用からのバックキャスト的な説明を交えた方が馴染みやすいであろう。

履歴(制御)は核生成・成長と切り離すことはできないが、この際、第2回の図2・2に示した自由エネルギー空間と実空間のリンクを参照することが非常に役立つ。同図で説明した

ように、実空間で核生成を支配する表面張力は、自由エネルギー空間のエネルギー障壁に由来するので、つまり、核発生の表面張力は、電子状態に必ず関わっている。(格子変形や弾性に関わるとしても、エネルギー利得を支えているのは電子であり、また、格子対称性も弾性エネルギーも格子点の問題ではなく、それらを繋ぐバネ定数=電子結合の問題である。)そこでレシピの一案として挙げられるのは、電子論的に核発生の表面張力を調整することである。しかし、これは、表面張力だけでなく、他の要因も変化させてしまうこともあり、例えば“潜熱の大きさを保持して”といった付随要請に応えられないことも多い。

より簡便な方法として、内因的な電子状態よりも外因的要因による表面張力の制御が挙げられる。(もっと単純にわかりやすくいうと、例えば結晶粒界などである。)この発想は一見すると、極ありふれたもので、“なんだそんなことか”と思われるかもしれないが、逆に、結晶粒界の相転移への影響を正しく把握していないと、予想と逆の結果にぶつかる可能性もある。特に、典型的な片手落ちの発想として、結晶粒界の影響を“核成長におけるの異相界面の摩擦”としてだけ焦点を当て取り沙汰するような例があり、これは、木を見て森を見ず、な状態に陥る可能性がある。核生成・成長をセットにして、過渡遷移の「起承転結」として捉えなければならない。核生成の方に粒界の影響を利用して制御する方策を以下に述べてみる。

図3・2には、核生成の臨界半径 r_c に比べ、平均粒径 D が十分に大きい場合($D \gg r_c$)と、逆に D の方がやや小さい場合($D \leq r_c$)を想定して、核生成・成長の違いを定性的に図示した。前者の場合には、(均一か不均一かはさておき)確率的に一つの粒の中に1つ以上の核発生が起こり得て、初期の核発生には結晶粒組織を理由とする阻害要因はほぼ無い。しか

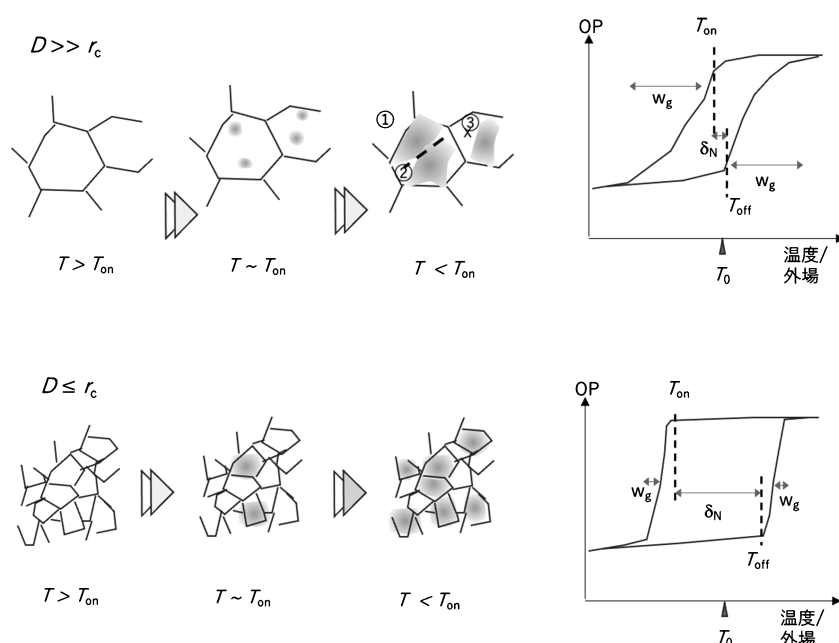


図3・2 相転移履歴幅を制御するための方策例の模式図。

3.3 終わりに

面に依存した機能発揮をもたらし重要なツールであり、その正しい理解と制御は、工学として社会的な意義も大きいが、一方、分野ごとの(半ば“ミーム化”した)概念の先鋭化や、熱力学の学習でどうしても「相転移」が後回しにされるスキームから、「知ってはいるが整理しきれていない」中途半端な状態に置かれている読者も少なくなかろうと思われる。1次相転移の説明はエネルギースケールでの議論が頻出するため、それに付随する熱現象の説明は、結局、熱力学そのものになる。そこで、より研究現場で出会うことの多い概念を中心に、いろいろな解説書でスキップされがちな部分を埋めた形でまとめてきた。熱現象に限らず相転移応用全般にかかわる読者に、相転移熱力学再訪を促すきっかけとなれば幸いである。(完)

文 献

- (1) J. S. Langer: *Rev. Mod. Phys.*, **52**(1980), 1–30.
- (2) J. Stefan: “ Ueber die Theorie der Eisbildung, insbesondere über die Eisbildung im Polarmeere” *Ann. Phys.* (1891).
- (3) 小口武彦；磁性体の統計理論，裳華房，（初版1970年11月，復刊2002年8月 オンデマンド発行）.
- (4) A. Fujita, Y. Kinemuchi and W. Yamaguchi: *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **18**(2016), 30824.
- (5) A. Fujita and K. Imaizumi: *J. Phys.: Energy*, **5**(2023), 044001.
- (6) 中山博行，藤田麻哉，杵鞭義明：自動車技術，**78**(2024)，100–105.



藤田麻哉

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★

1997年 東北大学大学院工学研究科博士課程修了
2000年 同 助教, 2002年 同 准教授
2014年 産業技術総合研究所 研究チーム長
2022年 同 上級主任研究員

専門分野: 磁性を中心とした材料応用

◎磁石や軟磁性に限らず、磁気熱量や磁気体積効果の
応用と社会実装に従事。また、1次相転移現象の熱
マネジメント利用についても、研究開発に加え、
産業界へのコンセプト普及を念頭に活動中。

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★