マイクロメカニックスⅢ ～平板状領域の応用問題～

森　　　勉*

3.　平板状領域の応用問題

平板状領域に eigenstrain が入っているときのひずみ，応力の解析は楽である．本章では，この範疇に属する問題を検討して，問題処理法を議論する．

3·1　Ni 基超合金，γ–γ' 合金の γ' の misfit のため発生する残留応力の評価法(1)

この節では，最近気が付いた応用問題を議論する．cuboid 状の γ' 粒子群が⟨001⟩方向に大体規則的に配列している場合である．γ' 粒子の misfit を

$$\varepsilon^*_{ij}(\gamma')=\varepsilon_0\delta_{ij} \tag{3·1}$$

とする．この misfit を持つ γ' 粒子群が作る残留応力の簡便な評価法を以下に調べる．

第１章，1·5節(第１回)で論じた，二つの内部応力の起原の間の相互作用の弾性エネルギー表現を利用する．一つの起原 A の体積 $V_{\rm A}$，その eigenstrain を $\varepsilon^*_{ij}({\rm A})$，これが作る応力を $\sigma_{ij}({\rm A})$ とする．もう一つの起原 B によるこれらに対応する量を体積 $V_{\rm B}$，その eigenstrain を $\varepsilon^*_{ij}({\rm B})$，これが作る応力を $\sigma_{ij}({\rm B})$ とする．A と B が共存するときの A と B との相互作用の弾性エネルギー $E_{\rm I}$ は，

$$E_{\rm I}=-\int_{V_{\rm B}}\sigma_{ij}({\rm A})\varepsilon^*_{ij}({\rm B})dV \tag{3·2}$$

または，

$$E_{\rm I}=-\int_{V_{\rm A}}\sigma_{ij}({\rm B})\varepsilon^*_{ij}({\rm A})dV \tag{3·2$'$}$$

である．(相互作用の弾性エネルギーはすでに定義してある)この二つより

$$-\int_{V_{\rm B}}\sigma_{ij}({\rm A})\varepsilon^*_{ij}({\rm B})dV=-\int_{V_{\rm A}}\sigma_{ij}({\rm B})\varepsilon^*_{ij}({\rm A})dV \tag{3·3}$$

として良い．これを拡張して，

$$-f_{\rm B}\sigma_{ij}({\rm B,A})\varepsilon^*_{ij}({\rm B})=-f_{\rm A}\sigma_{ij}({\rm A,B})\varepsilon^*_{ij}({\rm A}) \tag{3·4}$$

とする．A と B に同種のものが多くあり，A 群の体積比が $f_{\rm A}$ であり，B 群の体積比が $f_{\rm B}$ の場合である．$\sigma_{ij}({\rm B,A})$ は A 群が領域 B に作る平均応力である．同様に，$\sigma_{ij}({\rm A,B})$ は B 群が領域 A に作る平均応力である．(以下に示すやり方で，相互作用の弾性エネルギー表示を，内部応力とか残留応力の評価に使うのは新しい試みだと思っている．)

実用 Ni 基超合金の組織の特徴を利用する．(001)面に平行な γ 領域((001)γ channels)は平べったい形をしている．(001)channel 群に γ' 粒子群の作る平均応力を $\sigma_{ij}(001,\gamma')$ とする．(001)channels 群が eigenstrain $\varepsilon^*_{ij}(001)$ を持つときに，γ' 粒子群に作る応力を $\sigma_{ij}(\gamma',001)$ とする．この ε^*_{ij} はこれから選ぶ．式(3·4)は，

$$-f_3\sigma_{ij}(001,\gamma')\varepsilon^*_{ij}(001)=-F\sigma_{ij}(\gamma',001)\varepsilon^*_{ij}(\gamma') \tag{3·5}$$

となる．f_3 は(001)channel 群の体積比，F は γ' 粒子群の体積比である．ここで，例えば $\varepsilon^*_{11}(001)=\varepsilon^*$ をとる．(001)channel が平べったい形をしていることから，一つの(001)channel のみが存在している時に，その中の応力 σ^0_{ij} は容易に算出できる．さらに，平均場近似(2)(3)を用いれば，(001)channels 群がそれらの外側につくる平均応力が求まる．これは，$\sigma_{ij}(\gamma',001)$ を含む．数式で書けば，まず，

$$\sigma_{ij}(\gamma',001)=-f_3\sigma^0_{ij} \tag{3·6}$$

である．$\varepsilon^*_{ij}(\gamma')$ は分かっており，上の手続きで $\sigma_{ij}(\gamma',001)$ は算出されており，試しの $\varepsilon^*_{11}(001)=\varepsilon^*$ は与えられているので，$\sigma_{11}(001,\gamma')$ が求まる．具体的には，$\varepsilon^*_{11}=\varepsilon^*$ を試すと，

$$\sigma^0_{11}=-\alpha\varepsilon^*,\quad \sigma^0_{22}=-\beta\varepsilon^*,\quad \sigma^0_{33}=0 \tag{3·7}$$

$$\alpha=\frac{(C_{11}+C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}},\quad \beta=\frac{C_{12}(C_{11}-C_{12})}{C_{11}} \tag{3·8}$$

* 防衛大学校研究協力者
Micromechanics III ～Plate-like Inclusion～; Tsutomu Mori (National Defence Academy, Yokosuka)
Keywords: *residual stress, aligned γ' precipitates, martensite structure*
2016年２月７日受理[doi:10.2320/materia.55.528]

が出る．C_{11}, C_{12} は弾性係数の Voigt 表示である．式(3·7)と(3·6)，(3·5)を使うと $\sigma_{11}(001, \gamma')=F(\alpha+\beta)\varepsilon_0$ が求まる．同様なことを，$\varepsilon^*_{22}=\varepsilon^*$, $\varepsilon^*_{33}=\varepsilon^*$ の場合に行うと，他の応力成分も求まる．最終的には，

$$\sigma_{11}(001, \gamma')=\sigma_{22}(001, \gamma')=F(\alpha+\beta)\varepsilon_0, \quad \sigma_{33}(001, \gamma')=0 \tag{3·9}$$

が得られる．同様にして，(100)面に平行な(100)channels と(010)面に平行な(010)channels 群の応力も出る．具体的には，(100)channels には

$$\sigma_{22}(100, \gamma')=\sigma_{33}(100, \gamma')=F(\alpha+\beta)\varepsilon_0, \quad \sigma_{11}(100, \gamma')=0 \tag{3·10}$$

(010)channels には，

$$\sigma_{33}(010, \gamma')=\sigma_{11}(010, \gamma')=F(\alpha+\beta)\varepsilon_0, \quad \sigma_{22}(010, \gamma')=0 \tag{3·11}$$

なる平均応力が存在することが分かる．

言葉で言えば，平べったい γ channels には，板面に平行な方向に圧縮の応力 $F(\alpha+\beta)\varepsilon_0$ が発生し，板面に垂直な方向には応力なしということである($\varepsilon_0<0$ を仮定)．これに応じて，γ channel には，板面に平行な方向に縮んでいる弾性ひずみ，板面に垂直な方向に伸びている弾性ひずみが存在している(一種の Poisson 変形)ことが分かる．これらの弾性ひずみは Hooke の法則から求まる．

以上の解析から，⑴γ 相からの回折は二つに分裂するか，二つの peaks が合体している profile となることがわかる．(このことは，γ 相と γ' 相の回折の分裂，あるいは重なりとは違う話である．) ⑵γ channels 内の残留応力が，板面に平行な方向と垂直な方向で異なることから，塑性変形が起きる channels に選択性が生じる†．しかし，[001]方向への負荷の場合，引っ張りと圧縮での降伏応力は同じことが分かる．

γ-γ' 合金の回折現象への残留応力の効果は，塑性変形を加えた場合の方が大きく現れると思っている．それは，塑性ひずみが析出 misfit よりはるかに大きいからである．この場合の残留応力やそれから出てくる弾性ひずみは容易に求まる．

次に，γ' 粒子群内の平均応力を求める．内部応力の体積積分はゼロであることが知られている．式に書けば，

$$\int_D \sigma_{ij}\,\mathrm{d}V=0 \tag{3·12}$$

である．ここで扱った問題では，上式は

$$F\sigma_{ij}(\gamma', \gamma')+f_3\sigma_{ij}(001, \gamma')+f_1\sigma_{ij}(100, \gamma')+f_2\sigma_{ij}(010, \gamma')=0 \tag{3·13}$$

である．f_1 は(100)channels の体積比，f_2 は(010)channels の体積比である．また，$\sigma_{ij}(\gamma', \gamma')$ は γ' 粒子群による，γ' 粒子群内の平均応力である．ここで，$f=f_1=f_2=f_3=(1-F)/3$ とおき，式(3·13)に(3·9)，(3·10)，(3·12)を入れると，

$$\sigma_{ij}(\gamma', \gamma')=-2f(\alpha+\beta)\varepsilon_0\delta_{ij}$$
$$=-2\,\frac{(1-F)}{3}\,\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\,\varepsilon_0\delta_{ij} \tag{3·14}$$

と，γ' 粒子群内の平均応力も出る．

ついでに，γ' 粒子の misfit によって蓄えられる，弾性エネルギーを求める．式(1·26)を使うと，物体単位体積当たりの弾性エネルギーは，

$$\bar{E}=(1-F)F\,\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\,\varepsilon_0^2 \tag{3·15}$$

が出る．$1-F$ は平均場近似から来るものであり，F は γ' 粒子群の体積比なので，一個の γ' 粒子(cuboid，体積 V_S)に割り当てると，弾性エネルギーは，

$$E_\mathrm{S}=V_\mathrm{S}\,\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\,\varepsilon_0^2 \tag{3·16}$$

となる．

式(3·16)は奇妙なことを言っている．いま，平べったい(001)に平行な一つの γ' 粒子のみがあったとする．この場合，この中の応力は，

$$\sigma_{11}=\sigma_{22}=-\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\,\varepsilon_0, \quad \sigma_{33}=0 \tag{3·17}$$

である．式(1.6)を使うと，この一個の平べったい γ' 粒子のために生じる弾性エネルギーは，

$$E_\mathrm{S}=V_\mathrm{S}\,\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\,\varepsilon_0^2 \tag{3·18}$$

と求まる．V_S はここで考えた一個の平べったい γ' 粒子の体積である．これは，式(3·16)と同じである．これでいいのだろうか．以下に，検討する．

図 1 のように平べったい，大きな γ' 領域(V, $\varepsilon^T_{ij}=\varepsilon_0\delta_{ij}$)の一部に平べったい小さな領域(黒色，体積 V', eigenstrain $\varepsilon^T_{ij}=-\varepsilon_0\delta_{ij}$)を挿入する．この結果，大きな γ' 領域は二つに分断されたことになる．この分断による弾性エネルギーの変化 $\varDelta E$ は，V' の自己エネルギー $E_\mathrm{S}(V')$ と，V と V' との相互作用エネルギー $E_\mathrm{I}(V, V')$ の和である．(以下に行う検討に使う相互作用の弾性エネルギーには，$\sigma_{ij}(001, \gamma')$ を求める場合に使った多少技巧を施したものでなく，普通のエネルギー計算に必要なものである)

$$\varDelta E=E_\mathrm{S}(V')+E_\mathrm{I}(V, V') \tag{3·19}$$

V' 挿入前の V の中の応力は，平板領域の Eshelby tensors $S_{3333}=1$, $S_{3311}=S_{3322}=C_{12}/C_{12}$(他のrelevant Eshelby tensor はゼロ)と Hooke の法則より，

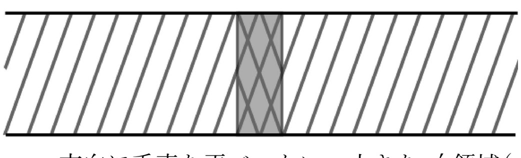

図 1　x_3 方向に垂直な平べったい，大きな γ' 領域($\varepsilon^T_{ij}=\varepsilon_0\delta_{ij}$，ハッチ部)に，$x_1$ 方向には平べったい小さな薄い板状領域(黒色，ダブルハッチ部，$\varepsilon^T_{ij}=-\varepsilon_0\delta_{ij}$)を挿入．

† 田中克志，市坪　哲：金属学会，2007年春の私の発表に良い comments をしてくれた．後で良く考えたら，やっとこの comments の意味がわかった．

$$\sigma_{11}(V)=\sigma_{22}(V)=-\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0,\quad \sigma_{33}(V)=0 \tag{3·20}$$

と求まる．これと，V' の eigenstrain $\varepsilon_{ij}^T=-\varepsilon_0\delta_{ij}$ より，

$$E_{\mathrm{I}}(V, V')=-2V'\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0^2 \tag{3·21}$$

が求まる．$\varepsilon_{ij}^T=-\varepsilon_0\delta_{ij}$ を持つ V' 中の応力は式(3·20)を利用して，

$$\sigma_{22}(V')=\sigma_{33}(V')=\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0,\quad \sigma_{11}(V')=0 \tag{3·22}$$

と求まるので，$E_{\mathrm{S}}(V')(=-(V'/2)\sigma_{ij}\varepsilon_{ij}^T)$は，

$$E_{\mathrm{S}}(V')=V'\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0^2 \tag{3·23}$$

となる．式(3·19)と(3·21)，(3·23)より，大きな平板状 γ' 領域を体積 V' の平板状領域で分断したときの弾性エネルギーの変化は，

$$\Delta E=-V'\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0^2 \tag{3·24}$$

となり，分断しただけ，分断領域の体積分だけ減少することが分かる．以上の議論を繰り返せば，式(3·18)なる表現の妥当性がある程度納得できることになる．

もっと説得力のある議論は cuboid 状 γ' 領域の体積を増やしてみることである．例えば，cuboids γ' の(001)界面が[001]方向に少しだけ成長する(厚みの少しの変化)と空想するのである．この時の弾性エネルギーの変化 δE は，この仮想的な成長領域(体積 δV)と，前の議論した $\sigma_{ij}(001,\gamma')$ と ε_{ij}^T との相互作用エネルギー E_{I} と，この成長した領域 δV の自己エネルギー E_{S} の和である．すなわち，

$$\delta E=E_{\mathrm{I}}+E_{\mathrm{S}} \tag{3·25}$$

である．以下に E_{I} と E_{S} を求める．殆ど前に書いた表現と重複するが勘弁して欲しい．式(3·9)を使うと，

$$E_{\mathrm{I}}=-\delta V\sigma_{ij}(001,\gamma')\varepsilon_{ij}^T=-2\delta VF\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0^2 \tag{3·26}$$

と求まる．E_{S} は，(3·23)を求めたことと全くと同じであり，

$$E_{\mathrm{S}}=\delta V\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0^2 \tag{3·27}$$

である．従って，

$$\delta E=(1-2F)\delta V\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0^2 \tag{3·28}$$

である．

上のような γ' 領域の成長を，単位当たりの γ' 領域の変化 δF 分で表すと，単位当たりの弾性エネルギーの変化 $\delta\bar{E}$ は，

$$\delta\bar{E}=(1-2F)\frac{(C_{11}+2C_{12})(C_{11}-C_{12})}{C_{11}}\varepsilon_0^2\delta F \tag{3·29}$$

となることが分かる．式(3·29)は(3·15)，(3·16)とつじつまの合うものである．式(3·15)より，(3·29)と全く同じ表現が出るからである．式(3·15)を得るには，cuboid 状 γ' 粒子内部の応力を使っている．式(3·29)は，平べったい γ' 粒子内の応力と，cuboid 状 γ' 粒子の外側の応力を使っている．計算の道筋(route)が異なっているにも係らず，同一の表現が出ることは，本節3·1の考え方の合理性や，近似の妥当性を与えているものと理解したい．

3·2　マルテンサイト変態への応用

マルテンサイト変態では，良く晶壁面を無ひずみ無回転の面として扱う．晶壁面の法線方向を x_3 としたとき，この講義での平板状領域介在物で論じた，$\varepsilon_{33}^*, \varepsilon_{31}^*, \varepsilon_{32}^*$ だけが存在するなら，応力を生じないということらしい．(以下は北大の加藤博之さんとの discussion による．)

上の条件を式に書くと，

$$\varepsilon^*=\begin{pmatrix}0 & 0 & \varepsilon_{13}^*\\ 0 & 0 & 0\\ \varepsilon_{31}^* & 0 & \varepsilon_{33}^*\end{pmatrix} \tag{3·30}$$

である．ここで，x_3 の周りに適当に回転した座標系をとっている．式(3·30)を固有値(主ひずみ)で書くと，

$$\varepsilon^*=\begin{pmatrix}\varepsilon_{11}^* & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^*\end{pmatrix} \tag{3·31}$$

となる．(3·31)が(3·30)と同じになるためには，

$$\varepsilon_{11}^*\varepsilon_{33}^*\leq 0 \tag{3·32}$$

でなくてはならない．たいていは，変態ひずみ(ε_{ij}^T)は分かりやすい，例えば母相の結晶軸に合わせてとる．分かり易い例は母相立方晶の軸に合わせる場合である．NiTi の場合に分かるように，一般には，変態ひずみは多くの成分をもつ．こういう場合，式(3·30)あるいは(3·31)かつ(3·32)になっているかの判定を楽にする方法がある．それは，ひずみから出る，座標系に依存しないある量(不変量)を使う手である．いまの問題の場合，それは，

$$\det(\varepsilon_{ij}^T)=0,\quad \varepsilon_{ij}^T\varepsilon_{ij}^T-\varepsilon_{ii}^T\varepsilon_{jj}^T\leq 0 \tag{3·33}$$

である．

たいていのマルテンサイト変態の場合，一つの variant の変態ひずみ(Bain ひずみ)は式(3·33)を満足しない．そこで，二つの variants(A と B)をとり，それらの平均の変態ひずみ $\bar{\varepsilon}_{ij}^T=f_{\mathrm{A}}\varepsilon_{ij}^T(\mathrm{A})+f_{\mathrm{B}}\varepsilon_{ij}^T(\mathrm{B})$，が式(3·33)を満足するように A と B の体積比を決める．これは，matrix を作り，行列式を check すれば良い．しかし，NiTi のように，結晶学的に等価なマルテンサイト variants が12個あるときは少し面倒である．予備操作として，二つの variants が無ひずみ無回転の界面を持つことを調べておくと良い．考え方はマルテンサイトと母相との界面と同じで，二つの variants の変態ひずみの差

$$\Delta\varepsilon_{ij}^T=\varepsilon_{ij}^T(\mathrm{A})-\varepsilon_{ij}^T(\mathrm{B}) \tag{3·34}$$

が式(3·33)を満たしていることをあらかじめ調べておくことである．この $\Delta\varepsilon_{ij}^T$ が式(3·33)を満たすなら，体積ひずみがゼロなので，二つの variants は互いにせん断変形の関係にあり，双晶関係にあることがわかる．

以上は分かりきったことだが，マイクロメカニックスの応

用らしい問題が作れる．式(3･33)を満たす，二つの variants が分かったとする．簡単のため，立方晶から正方晶への変態を考える．(FePd 合金やある組成の強誘電体 PZT ceramic に例がある)Bain ひずみを ε_a と ε_c とする．

$$\bar{\varepsilon}_{ij}^{T}=f\begin{pmatrix}\varepsilon_a & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_a & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_c\end{pmatrix}+(1-f)\begin{pmatrix}\varepsilon_c & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_a & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_a\end{pmatrix} \tag{3･35}$$

である．ここで，$f_{\mathrm{A}}=f, f_{\mathrm{B}}=1-f$ とおいた．f を適当にとれば，これは，式(3･33)を満足する．具体的には，

$$\bar{\varepsilon}_{ij}^{T}=\begin{pmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_a & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_a+\varepsilon_c\end{pmatrix},\quad f=-\varepsilon_a/(\varepsilon_a-\varepsilon_c) \tag{3･36}$$

あるいは，

$$\bar{\varepsilon}_{ij}^{T}=\begin{pmatrix}\varepsilon_a+\varepsilon_c & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_a & 0\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix},\quad f=-\varepsilon_a/(\varepsilon_c-\varepsilon_a) \tag{3･36′}$$

である．

ここで，variants の体積比に少しの変化($\delta f_{\mathrm{A}}=\delta f, \delta f_{\mathrm{B}}=-\delta f$)が起きたとする．これによって，平均変態ひずみには，

$$\delta\bar{\varepsilon}_{ij}^{T}=\begin{pmatrix}(\varepsilon_a-\varepsilon_c)\delta f & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & -(\varepsilon_a-\varepsilon_c)\delta f\end{pmatrix} \tag{3･37}$$

だけの変化が起きる．これは，一見式(3･33)を満足するが，式(3･36)，(3･36′)を満たす晶壁面とは違う別の方向(x_3' 方向)を取らないと，無ひずみ無回転なるひずみが出ない．それで，普通の条件では，上に考えたような変化は生じない．しかし，外部応力がかかっているとき時は起り得る．

議論を簡単にするため，$\varepsilon_a-\varepsilon_c>0$ とする．そこで，[100]方向に引っ張りの外部応力があれば，外力は仕事をし，ここで考えた variants の体積比に変化が起こり得る．1･5節(第1回)で議論した，F_{I} に負の変化($\delta f>0$)が起きるからである．

$\delta f(>0)$によって，新しい内部応力が発生する．この内部応力はこの変化を起こしたマルテンサイト plate に外部応力を一部打ち消す向きに生じる．しかし，同種のマルテンサイト plates が多数あれば，これらによって外部応力と同じ効果が生じ，この変化を促進する働きをする．そして，δf がさらに増えるような変化が生じる(この定量的評価は平均場近似から出る)．このため，ある variant の体積比は 0，または 1 に近付くようになる．この過程は外部応力の減少を伴う．まとめると，外力下では，最初に発生した，二つの variants から成るマルテンサイト plate は，外力の低下を伴いながら，単一 variant となる．外部負荷応力の減少は，変態による塑性変形の進行の局所化をもたらす．この局所化は，リューダース変形の発生原因である．

3･3 最　後　に

編集委員会の命令でマイクロメカニックスの講義を書いた．かなりつらかった．それは，最新の手法を知らないし，最先端を歩んでいる人々の論文が理解できなかったためである．そこで，Mura の教えを都合よく解釈し，基本論を除いては，私自身が作った問題をいくつか解いた．(問題を作ることは難しいのです)その時，採用した手法も紹介した．この講義を読んだ人の誰かが，もっと良い問題があるとか，もっと優れた方法があるとかに気付いてくれたら，私のたくらんだことの一部は達成されたと考えている．

この講義を書く途中で，北大の加藤博之さんから意見をもらった．また，内容全般の review を，東京工大の尾中晋さんが引き受けてくれた．両人に感謝する．防衛大学校の近藤義宏さんが，仕事机を提供してくれ，いつも励ましてくれたことも記しておく．

(完)

文　　献

(1) T. Mori, O. Kitamura, Y. Kondo and T. Yamamoto: in preparation.
(2) T. Mori and K. Tanaka: Acta Metall., **21**(1973), 571–574.
(3) L. M. Brown: Acta Metall., **21**(1973), 879–885.

森　勉

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★
1957年　東京工業大学卒業(金属工学科)
1957年　東京工業大学助手(金属工学科)
1968年　東京工業大学助教授(金属工学科)
1975年　東京工業大学教授(材料科学専攻)
1995年　リヨービ　嘱託(研究部)
1996年以降，幾つかの大学・研究所への行脚と修行
2013年－　現在に至る
専門分野：金属材料の力学的性質
★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★