

磁歪・逆磁歪材料の基礎と振動発電への応用

振動発電用の Fe-Ga 合金 単結晶の逆磁歪効果

藤 枝	俊*	枦 修一郎 ^{**}	川又	透***	志 村 玲 子****
石山和	志**	福田承生*****	鈴 木	茂*****	

1. はじめに

無磁場中において,強磁性体は磁区と呼ばれる磁化方向が 揃った複数の領域を作り,外に漏れる磁束を低減した磁区構 造を形成する.また,各磁区の内部では電子スピンと軌道の 相互作用(スピン軌道相互作用)に起因して,磁歪と呼ばれる 磁化方向に依存した結晶格子歪みが生じる.そのため,強磁 性体に磁場を印加すると外形が歪む.これが磁歪効果 (≡Juole 効果)である.この逆効果として,強磁性体へ応力 を印加すると磁気的性質が変化する.この現象は,逆磁歪効 果(≡Villari 効果)と呼ばれる.

2011年に上野らにより逆磁歪効果を利用して身辺で発生 する振動を電気エネルギーに変換する画期的な振動発電デバ イスが開発され⁽¹⁾⁽²⁾, IoT (Internet of Things)デバイス用の 小型電源として注目されている⁽³⁾. その振動発電の原理を, 電磁誘導の原理と比較して図1に示す.導電性のコイルに磁 石を近づけて,磁束がコイルを貫くと電磁誘導により誘導起 電力が生じる(図1左参照). この時に発生する電圧 V は, 次式に示す Faraday の法則で表され,コイルを貫く磁束の 時間変化 $d\Phi/dt$ に比例する.

$$V = -N \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} \tag{1}$$

ここで,Nはコイルの巻き数を表す.一方,図1右に示す ように,逆磁歪効果を利用した振動発電では,コイルの中に 磁性体を設置し,バイアス磁場を印加して磁化させる.磁性 体が振動により圧縮されたり引張られたりすると,逆磁歪効 果によりコイルを貫く磁束が変化するため,磁性体の移動無 しでも電磁誘導による誘導起電力が得られる.従って,優れ た振動発電デバイスを実現するには,逆磁歪効果により大き な磁束変化を示す磁性体,すなわち"逆磁歪材料"が要求さ れる.



図1 電磁誘導(左)および逆磁歪効果を利用した振動 発電(右)の原理の比較.(オンラインカラー)

- * 大阪大学大学院工学研究科;准教授(〒565-0871 吹田市山田丘 2-1)
- ** 東北大学 電気通信研究所;1)准教授 2)教授

- **** 東北大学 多元物質科学研究所;准教授
- ***** 福田結晶技術研究所;社長

***** 東北大学 マイクロシステム融合研究開発センター;教授

Inverse Magnetostrictive Effect in Fe–Ga Alloy Single Crystals for Application to Vibration Power Generation; Shun Fujieda*, Shuichiro Hashi**, Toru Kawamata***, Rayko Simura****, Kazushi Ishiyama**, Tsuguo Fukuda*****, Shigeru Suzuki****** (*Department of Management of Industry and Technology, Graduate School of Engineering, Osaka University, Osaka. **Reserch Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai. *** Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai. ****Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, Sendai. ****Fukuda Crystal Laboratory, Sendai. ******Micro System Integration Center, Tohoku University, Sendai)

Keywords: *inverse magnetostrictive effect, Villari effect, magnetostriction, magnetic domain, energy harvesting* 2019年9月25日受理[doi:10.2320/materia.59.10]

^{***} 東北大学 金属材料研究所;助教

本稿では、振動発電用の逆磁歪材料として bcc 構造の Fe-Ga 合金単結晶に着目して取り組んだ著者らの最近の研究成 果を示す.まず、次節では Fe-Ga 合金単結晶の振動発電へ の応用により優れた発電特性が得られることを概説する.3 節では、Fe-Ga 合金単結晶の初期磁区構造(無印加磁場およ び無印加応力状態)および磁場印加の影響について述べる. 4 節では、応力印加による磁区構造の変化および機械的性質 との関係を明らかにする.それらの結果を踏まえ、5 節では Fe-Ga 合金単結晶の優れた発電特性の発現機構について磁 区構造の観点から説明する.最後に6 節でまとめを行う.

2. Fe-Ga 合金単結晶の振動発電への応用

bcc 構造の Fe-Ga 合金は2000年に Clark らにより見出さ れた磁歪材料であり, 17 at%程度の Ga 濃度で Ni, Fe-Al 合金および Fe-Co 合金よりも大きな約 311 ppm の磁歪効果 を示す⁽⁴⁾⁽⁵⁾. この値は超巨大磁歪材料と呼ばれる Tb-Dy-Fe 化合物の磁歪効果より小さい⁽⁶⁾. しかし, Fe-Ga 合金は 比較的良好な機械的性質を有し, 脆い Tb-Dy-Fe 化合物で は困難な機械加工も可能である⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾. さらに,前者の飽和 磁束密度は 1.5 T 程度で,後者(1 T 程度)よりも大きい. つ まり, Fe-Ga 合金は比較的大きな磁歪と飽和磁束密度およ び良好な機械的性質を併せ持っている.

Fe-Ga 合金の磁歪定数は結晶方位に強く依存する⁽⁴⁾⁽⁵⁾. 例えば, Ga 濃度 13 at%の Fe-Ga 合金の磁歪定数は<100>方 向で最大であり、その値(約140 ppm)は<111>方向の磁歪定 数よりも約9倍も大きい(5).そこで、著者らは結晶方位の 揃った単結晶に着目した⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾. Czochralski(CZ)法により Fe-Ga 合金単結晶を作製し(12)(13),切り出した試験片の 〈100〉方向と振動による応力の発生方向が平行になるように デバイス(上野らが開発した旧型の平行梁型デバイス(14))に 搭載して振動発電試験を行った⁽¹²⁾.その結果,4V程度の 振動発電に成功し、それが飽和磁束密度の53%に相当する 0.8T程度の磁束変化に起因することを突き止めた.つまり, Fe-Ga 合金単結晶は、逆磁歪効果による大きな磁束変化に 起因して優れた発電特性を実現できるため、逆磁歪材料とし て有望である.なお,Fe-Ga 合金単結晶の CZ 法による作 製(15)(16)および振動発電デバイス(17)の詳細は解説記事を参 照されたい.

3. Fe-Ga 合金単結晶の初期磁区構造および磁場印加 の影響

Fe-Ga 合金単結晶を搭載した振動発電デバイスの発電特 性を向上させるには、逆磁歪効果による大きな磁束変化の発 生機構の解明が大切である.そこで、Kerr 効果顕微鏡を用 いて逆磁歪効果と密接に関連する磁区構造の詳細な観察を行 った.Ga 濃度 16.1 at%の Fe-Ga 合金単結晶の(001)面の初 期磁区構造を図2に示す⁽¹⁸⁾.観察には直径10 mm で厚さ2 mm の円盤状試料を用いた.磁場印加により磁化飽和させた



図2 Fe-Ga 合金単結晶の(001)面の初期磁区像(無印 加磁場および無印加応力)(左)と模式図(右)⁽¹⁸⁾. 右図において,矢印は各磁区の磁化方向を表し, 灰色の磁区は補助磁区を表す.(オンラインカラー)

状態を基準とし、その差分により磁区画像を得た、観察面が 2°程度傾いているため補助磁区も含むが、コントラストの異 なる4種類の磁区(B,W,G1およびG2)が観察された、観 察光の入射方向とコントラストの関係を解析した結果,B磁 区およびW磁区の磁化方向は[010]および[010]であり、 G1磁区およびG2磁区の磁化方向は[100]および[100]であ った、隣り合うB磁区とW磁区およびG1磁区とG2磁区 の磁化方向はほぼ180°で、磁区を隔てる磁壁に着目すると 階段状である、一方、隣接するB磁区とG1磁区およびW 磁区とG2磁区の磁化方向はほぼ90°で、その磁壁は直線的 である、すなわち、Fe-Ga合金単結晶の{100}面の初期磁区 構造は、主に面内の4つの<100>磁化容易軸方向を磁化方向 とする磁区で構成され、それらは直線的な90°磁壁と階段状 の180°磁壁で隔てられる、

図3(a)-(d)に[010]方向への磁場印加による磁区構造の変 化を示す⁽¹⁸⁾. 300 Oe の磁場印加により,観察領域の左下外 側から180°磁壁が現れる.また,右上の180°磁壁は,さら に右上に移動する.印加磁場を560 Oe まで増加させると, 左下の2つの180°磁壁は衝突して消滅し,右上の180°磁壁 は観察領域の右上外側へ移動する.上述のように階段状の 180°磁壁が移動・消滅している間,直線的な90°磁壁は殆ど 移動しない.その結果,980 Oe の印加磁場では,直線的な 90°磁壁のみで構成された縞状磁区となる.さらに強い磁場 を印加すると,90°磁壁が移動し始め,1960 Oe で磁場印加 方向を磁化方向とする単磁区状態に達する.このように,磁 場印加による磁区構造変化の特徴が明らかになった.

図4に磁区観察と同一単結晶の[010]方向の磁化 $M_{[010]}$ および歪み $\Delta L/L_{[010]}$ の磁場依存性を示す⁽¹⁸⁾. これらの測定において、磁場は磁区観察と同様に[010]方向に印加した. 磁場印加により、磁化方向が磁場方向の磁区(→方向)の割合が増加するため(図3参照)、磁化は増加する.一方、300 Oe 以下の印加磁場では、 $\Delta L/L_{[010]}$ 曲線は殆ど変化しない.また、560 Oe 程度の印加磁場でも $\Delta L/L_{[010]}$ は30 ppm 程度である.その後、さらに強い磁場を印加すると $\Delta L/L_{[010]}$ は急激に増大し、磁化と同程度の印加磁場で飽和する. Fe-Ga 合金の〈100〉方向の磁歪定数は正であり⁽⁴⁾⁽⁵⁾、各磁区において結晶格子は磁化方向の〈100〉磁化容易軸方向に伸び



図3 [010]方向に磁場を印加して観察した Fe-Ga 合金 単結晶の(001)面の磁区像(左)と模式図(右)⁽¹⁸⁾. 右図の矢印は各磁区の磁化方向を表す.

ている.つまり,比較的低磁場で生じる 180°磁壁の移動で は,格子が[010]方向と平行方向に伸びている磁区(→方向 および←方向)の割合は増加しないため, $\Delta L/L_{[010]}$ 曲線は 殆ど変化しない.比較的高磁場で生じる 90°磁壁の移動によ り,格子が[010]方向と平行方向に伸びている磁区の割合は 増加するので $\Delta L/L_{[010]}$ は増加する.つまり,図4下の $\Delta L/L_{[010]}$ 曲線の振舞いは,図3に示した磁区観察の結果と 対応する.Kerr 効果顕微鏡で観察できるのは表面近傍のみ であるが,Fe-Ga 合金単結晶の内部においても,図3で述 べた特徴と同様の磁区構造変化が生じると推察される.



図4 Fe-Ga 合金単結晶の[010]方向の磁化 *M*_[010](上) および歪み *ΔL*/*L*_[010](下)の磁場依存性⁽¹⁸⁾. [010]方向に磁場を印加した.また,図3の(A) ~(E)に対応する状態を矢印で示す.

4. 応力印加による磁区構造の変化とヤング率との関係

引張り応力を印加した Ga 濃度 12.8 at%の Fe-Ga 合金単 結晶の[010]方向の歪み $\Delta L/L_{[010]}$ の磁場依存性を図5に示 す⁽¹⁹⁾. 測定には,縦5.51 mm,横4.67 mm で厚さ0.54 mm の板状試料を用いた.引張り応力および磁場は,[010]方向 と平行に印加した.無印加応力状態において, $\Delta L/L_{[010]}$ 曲 線は160 ppm 程度に飽和する.ここで,飽和磁場が図4の 値よりも低いのは,主に試料の形状が異なることに起因す る.引張り応力の印加により, $\Delta L/L_{[010]}$ 曲線の飽和値は減 少する.前節で述べたように, $\Delta L/L_{[010]}$ 曲線は磁区構造と 密接に関わる.従って,引張り応力の印加による磁区構造の 変化が強く示唆される.

同一単結晶の[010]方向と平行に引張り応力を印加して観 察した磁区構造の変化を図6に示す⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾.5.7 MPa 程度の 引張り応力を印加すると,初期磁区を構成する直線的な 90°磁壁および階段状の180°磁壁は同時に動き出す.さらに 応力を印加すると,引張り方向に対して磁化方向が垂直の磁 区(↑方向および↓方向)の割合が減少し,磁化方向が平行の 磁区(→方向および←方向)の割合が増加する.さらに,11.4 MPa の引張り応力を印加すると,引張り方向に対して磁化 方向が垂直の磁区(→方向および←方向)は消滅し,磁化方向 が平行の磁区(→方向および←方向)で構成された縞状構造と なる.一方,圧縮応力を印加すると,圧縮方向と磁化方向が 垂直の磁区で構成された縞状構造が観察された⁽²¹⁾.つま り,磁歪による結晶格子の歪みで印加応力を緩和するために 90°磁壁は移動・消滅し,その際に磁束が外に漏れないよう に180°磁壁は階段状から直線的になると説明される.図3



図5 引張り応力を印加した Fe-Ga 合金単結晶の [010]方向の歪み *ΔL/L*[010] の磁場依存性⁽¹⁹⁾.引 張り応力および磁場は,[010]方向と平行に印加 した.



図6 [010]方向と平行に引張り応力を印加して観察した Fe-Ga 合金単結晶の(001)面の磁区像(左)と 模式図(右)⁽¹⁹⁾.右図において,矢印は各磁区の 磁化方向を表し,磁化方向が引張り方向と垂直 の磁区を灰色で示す.



図7 Fe-Ga 合金単結晶の張り応力σ-歪みε曲 線⁽¹⁹⁾. [010]方向と平行に引張り応力を印加し た.図5の(a)~(d)に対応する状態を矢印で示す.

で述べた磁場印加とは異なる,応力印加による磁区構造変化 の特色が明らかになった.また,90°磁壁が消滅する11.4 MPa以上の引張り応力において図5の*ΔL/L*曲線の飽和値 はほぼゼロであり,磁区観察結果と対応することから,Fe-Ga合金単結晶の内部においても同様の特徴の磁区構造変化 が生じていると推察される.

上述の磁区構造の変化は、機械的特性にも大きな影響を及 11.4 MPa 近傍の印加応力で大きく折れ曲がる. 11.4 MPa ング率は 74 GPa であり、既報と同程度の値を示す⁽²²⁾. 一 方,11.4 MPa 以下のデータから求めたヤング率は32 GPa である. つまり, 90°磁壁の移動・消滅による応力緩和によ り、ヤング率は59%も低下する.ここで注意しなければな らないことは、11.4 MPa 近傍の印加応力における歪みが 300 ppm 程度もあり、図5 で示した無印加応力における △L/L_[100]曲線の飽和値よりも2倍程度も大きいことであ る.このことは、応力印加による磁区構造の変化は弾性変形 も伴うことを意味する.Fe-Ga 合金単結晶では、印加応力 の半分は弾性変形に費やされ、残りの半分程度しか磁区構造 の変化には寄与しない.従って、逆磁歪効果を利用して優れ た発電特性を得るには、磁性体に磁歪よりも大きな歪みを印 加する必要がある.

5. 逆磁歪効果による磁束変化の発生機構

図1で述べたように,優れた発電特性を得るには逆磁歪 効果による大きな磁束変化が求められる.3および4節で述 べた磁区観察結果より予想されるFe-Ga合金単結晶の逆磁 歪効果による磁束変化の発生機構を図8に示す⁽²³⁾.無印加



図8 磁区観察結果より予想される Fe-Ga 合金単結晶の応力印加による磁束変化の発生機構の模式図⁽²³⁾. 矢印は磁 区の磁化方向を表す.また,各磁区における磁歪による結晶格子歪みを長方形で示す.

磁場および無印加応力の初期磁区は,直線的な90°磁壁と階 段状の180°磁壁で形成される.この状態でFe-Ga合金単結 晶に引張りおよび圧縮応力を印加すると,印加応力を緩和す るように90°磁壁は移動・消滅する.すなわち,引張り応力 および圧縮応力と平行および垂直な180°磁壁で構成された 縞状磁区となる.従って,磁束変化は生じない.一方,無印 加応力で適切な強さの磁場(バイアス磁場)を印加すると 180°磁壁が移動・消滅して,直線的な90°磁壁で構成された 縞状磁区となる(図8(b)参照).この状態で応力を印加して 90°磁壁を移動・消滅させると,今度は引張り応力および圧 縮応力と平行および垂直な磁化方向の単磁区に近い状態が生 じ,大きな磁束変化が生じる.従って,初期磁区構造および バイアス磁場の強さが Fe-Ga合金単結晶を利用して優れた 発電特性を実現する鍵となる.

最近,我々は振動発電デバイスに搭載した状態のFe-Ga 合金単結晶の磁区観察に成功した⁽²⁴⁾.図9(a)に示すよう に、上野らが開発した新型のユニモルフ振動発電デバイスで は、U字型フレームに Fe-Ga 合金単結晶を貼り付けた状態 でコイルを巻き付けて、永久磁石でバイアス磁場を印加する 構造になっている. 磁区観察は, 図9(b)に示すように, 自 由端を振動させた際の応力の発生方向と[010]方向が平行で 観察面が(001)面となるように Ga 濃度 14.3 at%の Fe-Ga 合金単結晶をデバイスに貼り付け、コイルと永久磁石を取り 外した状態で行った.例として,無印加応力では3.5mmの U字型フレームの開口部(D)を2.0mmに押し縮めて観察し た結果を図9(c)に示す. デバイスに搭載した状態では磁化 飽和状態の参照像を得ることが出来ず Kerr 効果顕微鏡での 観察が困難であったため、この観察では参照像無しで明瞭な 磁区像が得られる Faraday 効果磁場センサーを利用した. 観察視野が限られているため、領域を分割して観察した結果



図 9 (a)ユニモルフ型振動発電デバイスおよび(b)磁
区観察方法の模式図.(c)デバイスに搭載した状態のFe-Ga 合金単結晶の(001)面の磁区像⁽²⁴⁾.

を繋ぎ合わせて Fe-Ga 合金単結晶の全面の磁区像を得た. 単結晶の自由端側では, 微細で複雑な磁区構造であるが, 支 点側では引張り応力方向とほぼ平行の直線的な 180°磁壁で 構成された縞状磁区が観察された.つまり, 応力が支点側に 集中するため不均一であるが, 図8で述べた磁区構造変化 がデバイスに搭載した状態で確認された.

6. おわりに

人工知能およびロボットの技術の目覚ましい進展が期待さ れており、それらの技術で利用される様々な情報を収集およ び集約する IoT デバイスは基盤技術としての重要性が高ま っている.しかし、従来の IoT デバイスは電池で駆動する ため、その数が増えると電池の管理および維持の手間が膨大 となり、普及の障害となる.本稿で述べた Fe-Ga 合金単結 晶を搭載した振動発電デバイスは、身の回りで頻発する振動 で数 mW の電力を作りだすことが出来る.また,従来の圧 電式および静電式の振動発電技術と比較して耐久性に優れて おり,1億回の振動発電後でも劣化は殆どない.従って,上 述の問題を克服して IoT デバイスの普及を促進するメンテ ナンスフリーの小型電源として有望である.

Fe-Ga 合金単結晶を搭載した最新のユニモルフ振動発電 デバイス(図 9(a)参照)では、1.3 T 程度の磁束変化が実現さ れ⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾,指でフレームを弾く振動による発電で簡単な情報 の無線送信にも成功している(27).また,現在では直径約4 インチの大型単結晶インゴットの作製も可能となり, CZ法 による Fe-Ga 基合金単結晶の量産技術が確立されつつあ る⁽¹¹⁾.したがって、材料とデバイスが両輪となって開発が 進められており,近い将来の実用化が期待される.

本研究は, 上野敏幸 金沢大学准教授, 小貫祐介 茨城大学 助教および梅津理恵 東北大学准教授の協力を受けて行われ た. また, 科研費基盤研究(B)(17H03374および 17H03422),東電記念財団および科学技術振興機構 CREST の助成を受けた. ここに深く感謝の意を表す.

文 献

- (1) T. Ueno and S. Yamada: IEEE Trans. Magn., 47(2011), 2407.
- (2) 上野敏幸,山田外史:日本AEM 学会誌, 20(2012),168.
- (3) Z. Deng and M. J. Dapino: Smart Mater. Struct., 26(2017), 103001.
- (4) A. E. Clark, J. B. Restorff, M. Wun-Fogle, T. A. Lograsso and D. L. Schlagel: IEEE Trans. Magn., 36 (2000), 3238.
- (5) A. E. Clark, K. B. Hathaway, M. Wun-Fogle, J. B. Restorff, T. A. Lograsso, V. M. Keppens, G. Petculescu and R. T. Taylor: J. Appl. Phys., 93(2003), 8621.
- (6) A. E. Clark: Ferromagnetic Materials, ed. by E. P. Wohlfarth, North-Holland, 1(1980), 531.
- (7) S. Guruswamy, N. Srisukhumbowornchai, A. E. Clark, J. B. Restorff and M. Wun-Fogle: Scri. Mater., 43(2000), 239.
- (8) T. Ueno, E. Summers and T. Higuchi: Sen. Actuators A, 137 (2007). 134.
- (9) 上野敏幸:日本磁気学会誌 まぐね, 5(2010), 379.
- (10) 鈴木 茂, 藤枝 俊, 福田承生: 日本AEM 学会誌, 24 (2016), 22.
- (11) S. Suzuki, T. Kawamata, R. Simura, S. Asano, S. Fujieda, R. Umetsu, M. Fujita, M. Imafuku, T. Kumagai and T. Fukuda: Mater. Trans., 60(2019), 2235.
- (12) S. Fujieda, S. Suzuki, A. Minato, T. Fukuda and T. Ueno:

IEEE Trans. Magn., 50(2014), 2505204.

- (13) S. Fujieda, R. Ukai, Y. Onuki, S. Suzuki and T. Fukuda: AIP Conf. Proc., 1649(2015), 27.
- (14) S. Kita, T. Ueno and S. Yamada: J. Appl. Phys., 117(2015), 17B508.
- (15) 南都十輝, 安藤宏孝, 渡邊清和, 高橋和也, 福田承生, 上野 敏幸,川又 透,藤枝 俊,鈴木 茂:まてりあ,56(2017), 27.
- (16) 鈴木 茂, 志村玲子, 福田承生:金属, 88(2018), 57.
- (17) 上野敏幸:日本磁気学会誌 まぐね, 6(2011), 140.
- (18) S. Asano, S. Fujieda, S. Hashi, K. Ishiyama, T. Fukuda and S. Suzuki: IEEE Magn. Lett., 8(2017), 6101004.
- (19) S. Fujieda, S. Asano, S. Hashi, K. Ishiyama, T. Fukuda and S. Suzuki: J. Appl. Phys., 124(2018), 233901.
- (20) S. Fujieda, S. Asano, S. Hashi, K. Ishiyama, T. Fukuda and S. Suzuki: Mater. Sci. Forum, 941 (2018), 914.
- (21) 藤枝 俊, 浅野晨平, 川又 透, 鈴木 茂, 梅津理恵, 枦修 一郎,石山和志,福田承生:日本金属学会春期講演大会概要 集, (2018), 267.
- (22) R. A. Kellogg, A. M. Russell, T. A. Lograsso, A. B. Flatau, A. E. Clark and M. Wun–Fogle: Acta Mater., **52**(2004), 5043.
- (23) S. Fujieda, S. Asano, S. Hashi, K. Ishiyama, T. Fukuda and S. Suzuki: to be submitted.
- (24) T. Takahashi, R. Simura, S. Fujieda, T. Kawamata, S. Suzuki and T. Fukuda: Jpn. J. Appl. Phys., 58 (2019), 106508.
- (25) 上野敏幸:日本 AEM 学会誌, 26(2018), 185.
- (26) T. Ueno: AIP Advance, 9(2019), 035018.
- (27) 金沢大学振動発電研究室ホームページ: http://vibpower.w3.kanazawa-u.ac.jp/demonstration.html

***** 藤枝 俊

- 2004年3月 東北大学大学院工学研究科博士課程修了 博士(工学)
- 2004年4月 日本学術振興会特別研究員(PD)
- 2008年4月 東北大学 産学官連携研究員
- 2009年4月 東北大学 多元物質科学研究所 助教
- 2016年11月 Paris Diderot University (Paris 7) 客員研究員

福田承生

2018年10月 現職

専門分野:磁性材料学

◎バルクおよび微粒子の磁性材料のエネルギー変換応用に関する研究に従事. *****



藤枝 俊



石山和志

鈴木 茂