

展望

金属材料における同位体コントロール

金属材料技術研究所 企画室長 野田哲二 Tetsuji Noda

同上 第2研究グループ研究員 鈴木 裕 Hiroshi Suzuki

東大システム量子工学科 院生 野木直行 Naoyuki Nogi

Prospect of Isotope Controlled Materials

1 はじめに

材料は元素の組み合わせによって構成されているが、周期表に見られるように元素の数は百数個と限られており、これまで見いだされた材料以外の未知の物質を探すのは容易ではない。しかし、Be、Al、P、Mn、Co、As、Y、Nb、Cs、Au等を除いて多くの元素は単一の基本元素から成るのではなく、多種類の質量の異なった元素いわゆる同位体で構成されている。自然界にある元素を同位体レベルで見ると、Uまで286個あり、さらに放射性の同位体を加えると、その数は約2千個にもなる。

これまで同位体といえば、トレーサーとしての利用が主で、材料として用いるのはウランのような特殊な例しかなかった。これは、特定の同位体だけを大量に取り出すことが、極めて困難であることと、同位体が化学的に性質が変わらないと説明されてきたことにある。

しかし、最近、特定の同位体で構成された材料が実現すると、核的な特性はもちろんのこと、同位体をそろえることによって材料の物性面でもこれまでにない特性が見出されている¹⁾。

本稿では金属材料の同位体を調整することによって得られる、あるいは期待される特性について述べるとともに、同位体材料の将来像について言及する。

2 同位体材料の特性

2.1 核的性質

同位体による質量の違いは、基本的には原子核を構成している中性子の数が異なっていることであり、この差が最も顕著に現れるのは、核的な性質である。

核的な性質を最もよく利用しているのはエネルギー源となる²³⁵U、²³⁹Puなどの放射性の同位体である。一方安定同

位体に関しては、核反応の反応度制御用の中性子吸収材、減速材のほか、高速炉、核融合炉などの環境で核変換によって生じるHe生成の抑制、T生産それに低放射化材料への利用が考えられている。

表1に各種元素の中性子との反応断面積を示した。自然界に約20%存在する¹⁰Bは(n, α)反応の断面積が¹¹Bに比べて数桁大きいため、中性子の制御に利用できる。高速炉や核融合炉では核変換によって生じるHeガスが材料を脆くさせることが危惧されており、ステンレス鋼中に¹⁰Bを添加したり、Niの一部をHe生成断面積の大きい⁵⁹Niに置き換えて、中性子照射実験が行われている。軽水炉の燃料被覆

表1 各種同位体の熱中性子との反応断面積

1) B及びNiの(n, α)反応

同位体	同位体組成(%)	反応断面積(barn)
B-10	19.8	3374
B-11	80.2	0
Ni-58	67.6	0
Ni-59	—	10

2) Zrの(n, γ)反応

同位体	同位体組成(%)	反応断面積(barn)
Zr-90	51.46	0.50
Zr-91	11.23	15.60
Zr-92	17.11	3.14
Zr-94	17.40	0.81
Zr-96	2.80	0.55

3) LiのT生成反応

同位体	同位体組成(%)	反応断面積(barn)
Li-6	7.42	827 (n, He)T 0.3 (n, T)
Li-7	92.58	0 (n, nHe)T 0 (n, n'T) 0.4(10MeV中性子)

管としてジルカロイが使用されている。その理由の一つに、ステンレス鋼に比べて熱中性子吸収断面が一桁以上も低いことがあげられる。Zrは約51.5%が ^{90}Zr からなるが、これを100%近くまで濃縮すれば、中性子吸収断面が約1/10になり、さらに中性子経済の改善を図ることができる。その場合、Uの消費を40%以上も節約できる²⁾。なお、吸収断面の大きい ^{91}Zr 、 ^{92}Zr を除いてもUの反応効率を上げることができる。

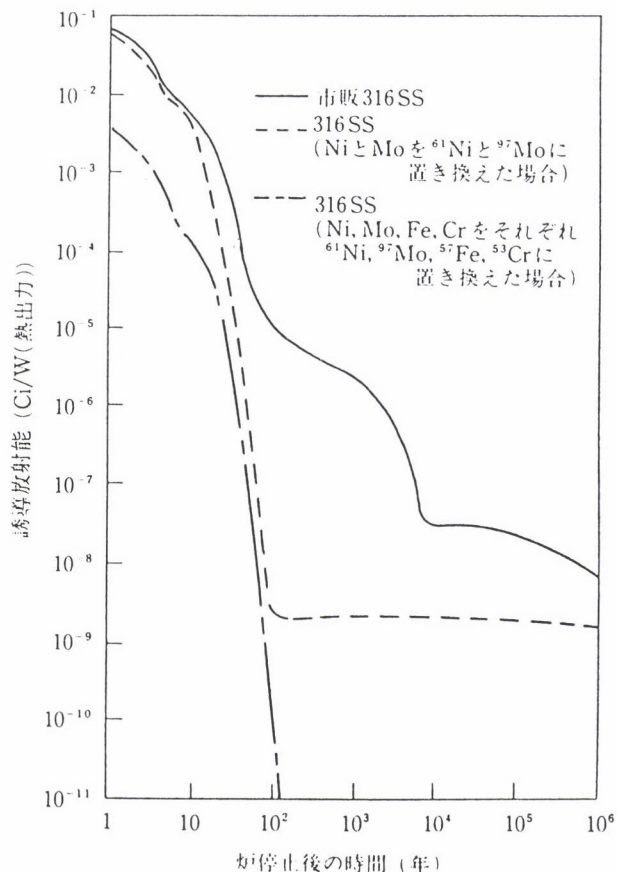
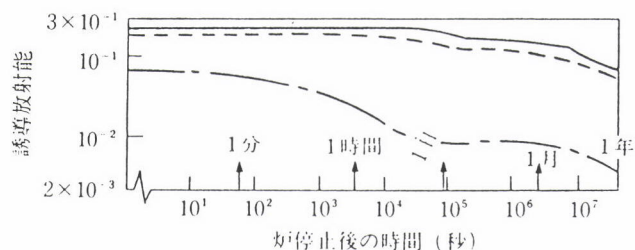
将来の究極のエネルギー源と考えられている核融合炉の開発においては、

$\text{D} + \text{T} \rightarrow \text{He}(3.52\text{MeV}) + \text{n}(14.06\text{MeV}) \cdots \cdots (2)$
 の反応を利用することが考えられている。ここで燃料として使用されるTは自然界では存在しないため、プラズマを閉じこめている第1壁の外側にTを生産するためのブランケットを設け、そこでLiから中性子の反応でTを生産する。表1のように、 ^6Li の反応断面積は ^7Li に比べて格段に大きいので、 ^6Li を濃縮することが必要となってくる。一方、核融合炉の熱源となる中性子は14MeVと高エネルギーであるため、構造材料と様々な反応により材料の誘導放射化を引き起こし、放射性物質が大量に生成することが危惧されている。核融合炉における放射性物質は核分裂炉とは異なり、本来的なものでなく、材料を選べば低減することができる。現在、核融合炉の構造材料においては、低放射化材料開発が必須と考えられている。

表2には主な候補低放射化材料を示した。一般に軽い元素ほど低放射化特性に優れており、重金属類は好ましくない傾向にある。V、SiCはこの点で非常に有利であるが、構造材料として使用するには脆化等克服しなければならない課題が多い。SUS316などのステンレス鋼は ^{60}Co 、 ^{94}Nb 、 ^{99}Tc などの長半減期核種を生じるNi、Moを含むため、これらの元素をMn、Wに置き換えた高Mn鋼が提案されたが、照射下での相不安定性、スウェリングが大きいなどの理由により、オーステナイト鋼よりは、Cr-Wマルテンサイト鋼が低放射化鋼として有力視され、開発が進められている。Cr-W鋼が従来鋼に比べて有利な点は、廃棄及び再利用のしやすさにある。しかし、もし、ステンレス鋼が放射化の点でもフェライト鋼に遜色なければ、このような安全性上の問題も克服される。ステンレス鋼の主成分のFe、Cr、Niはそれぞれいくつかの同位体から構成されている。Connら³⁾は同位体濃度を調整すれば、ステンレス鋼でも誘導放射能を極めて低減できることを示唆した。図1には同位体調整したステンレス鋼と従来材料との誘導放射能減衰の違いを示す。Fe、Ni、Cr、Moを ^{53}Cr 、 ^{57}Fe 、 ^{61}Ni および ^{97}Mo のみにすると、図に示されているように、炉停止後100年近くで放射能が安全レベルまで減衰する。さらに、低放射化鋼の

表2 主な核融合炉用候補低放射化材料

材 料	特 徴	課 題
フェライト鋼 (Cr-W-V鋼)	• Cr-Mo鋼では工業用材料としての経験 • ステンレス鋼より高熱伝導性 • 低寸法変化	• 照射脆化 • 磁性 • 組成の最適化
バナジウム合金	• 高温強度(～800°C) • 高熱伝導性、低熱膨張 • 低寸法変化	• 工業規模での経験がない • 耐食性
SiC複合材	• 高温強度(～1000°C) • 優れた低放射化性	• 製造性 • 脆性 • 構造材料としての信頼性
同位体調整合金	• 優れた低放射化性 • 元素選択の自由度	• 大量の同位体分離

図1 100%同位体濃度調整を行った316ステンレス鋼の誘導放射能の減衰³⁾

Cr-W鋼で、同位体調整した ^{57}Fe - ^{952}Cr - ^{183}W は、セラミックスなみの低放射化が達成される⁴⁾。しかし、このためには数千～数万tの同位体が必要となる。

3 材料物性

物性面で同位体効果が最も顕著に現れるのは原子核構造に起因するものである。核子である陽子、中性子はスピン運動量をもっているため、同位体は磁気モーメント、核四極子モーメントなどに差が生じる。これらを利用して、核磁気共鳴(NMR)、核四極共鳴など物質の構造解析が行われている。近年特に医学利用への応用が盛んに行われるようになり、 ^{31}P 、 ^1H 、 ^{13}C などは代謝解析、脳診断に利用されている⁵⁾。

同位体の質量の違いは、また、原子、分子間の振動量子、慣性モーメントに影響を与える。材料物性に関しては、格子定数、熱伝導に同位体効果が現れる。

3.1 格子定数に及ぼす同位体効果

固体中の原子の振動は同位体によって異なり、その結果、格子定数に影響を与える。最近、格子定数の精密な測定が行われるようになり、いくつかの金属で格子定数 a への同位体効果が見いだされている。

同位体質量差 ΔM 、平均質量 M の結晶の体積同位体効果は

$$\frac{\Delta V}{V} = -\frac{1}{2V} \kappa \left(\frac{\Delta M}{M} \right) \sum_i \gamma_i (E_i - C_i T) \dots \dots \dots (3)$$

で与えられる。ここで ΔV は同位体容積差、 V は平均原子容、 κ は固体の圧縮率、 E_i 、 C_i はそれぞれ内部エネルギー及び比熱である。(3)式は、Debye温度が高い場合、

$$\frac{\Delta a}{a} = -\frac{2}{3} \frac{\Delta M}{3M} \frac{1}{Ba^3} \sum_i \gamma_i E_i \dots \dots \dots (4)$$

となる。ここで Δa は格子定数の同位体効果による差、 B は剛性率、 γ_i はGruneisen定数である。表3にはいくつかの物質について格子定数への同位体効果の測定例および(3)または(4)式に基づく計算結果を示す。軽いB、及びダイヤモンドでは約3桁から4桁目で差が現れている。この格子定数への影響は重たい金属元素ではわずかであるが、精密な測定を必要とする材料では重要な意味を持つてくる。

表3 格子定数への同位体効果

	測定値($\Delta a/a$)	式(2)からの値	温度	Ref
^{13}C ダイヤモンド	-4.9×10^{-4}	-1.5×10^{-4}	RT	6)
^{10}B P	-1.2×10^{-4}			7)
^{74}Ge	-12×10^{-6}	-14.9×10^{-6}	78K	8)
	-6×10^{-6}	-6.3×10^{-6}	300K	8)

度量衡のなかで、時間、長さについてはほぼ絶対基準が与えられているが、重さについては、Ir-Pt合金のkg原器が基となっており、絶対的な基準はない。シリコンについては金属の中でも高純度、低欠陥濃度の高品質で大きな単結晶のものが得られ、また、化学的にも安定であることから、格子定数、密度、寸法について 10^{-7} レベルでの精密測定が行われている。低欠陥濃度のSiは将来的にはkg原器となることが期待されている⁹⁾。しかし、自然界のSiは ^{28}Si 、 ^{29}Si 、 ^{30}Si の同位体から成っており、上述の格子定数への同位体効果があることから、高純度の同位体シリコン単結晶が必要となる¹⁰⁾。

3.2 熱伝導における同位体効果

半導体、セラミックスなどの熱伝導にはフォノンが関与する。その場合の熱伝導度 K は次式で与えられる。

$$K = \frac{1}{3} C v \ell = \frac{1}{3} C v^2 \tau \dots \dots \dots (5)$$

ここで C は比熱、 v はフォノンの速度、 ℓ はフォノンの平均自由行程、 τ は緩和時間である。さらに、

$$\tau^{-1} = \tau_g^{-1} + \tau_p^{-1} + \tau_u^{-1} \dots \dots \dots (6)$$

τ_g は粒界の散乱、 τ_p は不純物、欠陥、同位体による散乱効果、 τ_u はUmklapp散乱効果である。同位体による寄与は

$$\tau_{\text{isotope}}^{-1} = C_0 \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2 \dots \dots \dots (7)$$

ここで C_0 は定数である。

これまで熱伝導に及ぼす同位体効果については ^{74}Ge を95.8%まで濃縮したGeでは最大熱伝導度が通常の同位体組成のGeに比べて約3倍の値が得られている¹¹⁾。 ^{7}LiF ¹²⁾でも同様な効果が観察されている。これらの測定結果は、式(5)から予測される値となっている。

一方、最近、同位体を調整したダイヤモンドで異常に高い熱伝導度が報告され¹⁾、その後いくつか追試が行われた^{13,14)}。

表4は同位体調整ダイヤモンドの室温における熱伝導度を示している。天然の炭素は99%の ^{12}C と1%の ^{13}C からなる。 ^{12}C を99.9%まで濃縮していくと、約1.5倍以上の熱伝導度が得られた。現時点では室温で最大の熱伝導率を示す材料である。図2には ^{12}C を濃縮したダイヤモンドの熱伝導度と温度との関係を示した¹⁴⁾。低温になるほど同位体効果が顕著になり、約100Kでは ^{13}C 濃度を0.001%以下にした材料は、自然ダイヤモンドに比べて60倍近く熱伝導度が向上している。この高熱伝導性ダイヤモンドは半導体デバイスの放熱板¹⁵⁾のほか、強力X線源のモノクロメータへ¹⁶⁾の利用も考えられている。半導体基板用には銅の2-3倍程度の8~12W/cm.Kで厚さが300~500 μm 、将来のスーパーコンピュータ用には15W/cm.Kで100x100x1mmの大きさのダ

表4 室温における各種材料の熱伝導率¹⁾

材 料	熱拡散率 (cm ² /s)	熱伝導率 (W/cm/K)
0.07% ¹³ C ダイヤモンド	18.5	33.2
0.5% ¹³ C ダイヤモンド	14.5	26.0
1.0% ¹³ C ダイヤモンド	12.4	22.3
自然ダイヤモンド	12.2	21.9
CVD ダイヤモンド		12.0
C-BN		7.6
SiC		4.9
Cu	1.25	4.0
BeO		3.7
BP		3.6
AlN		3.2
Si	0.86	1.6
Al ₂ O ₃		0.2

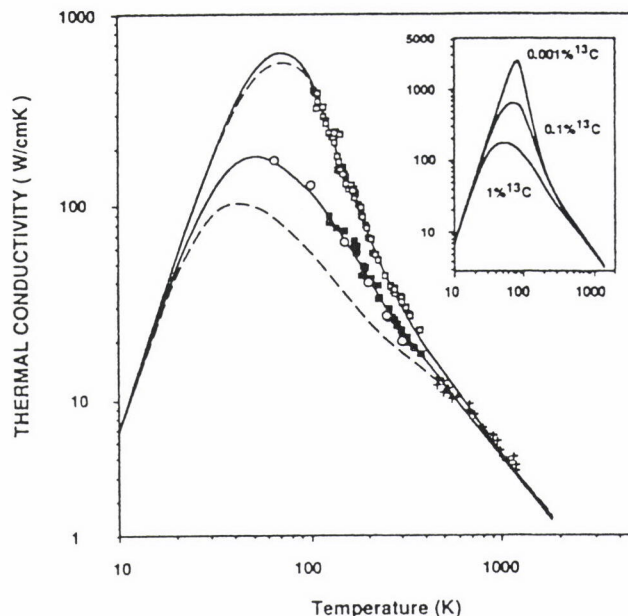
ダイヤモンド基板が必要と考えられている¹⁵⁾。同位体濃縮¹²Cダイヤモンドは、コスト低減を図ることができれば、十分過ぎる熱伝導率を与える。ダイヤモンドほど顕著ではないが99.7%まで²⁸Siを濃縮することによってシリコンの熱伝導率が上昇することが報告されている^{17,18)}。また、¹⁰B濃縮ボロン結晶でも熱拡散率が増加する傾向にある¹⁹⁾。²⁸Si濃縮シリコンの用途としてレーザミラーなどが考えられている¹⁷⁾。

3.3 他の物性に及ぼす同位体効果

フォノンに関する同位体効果は、この他、剛性率にも現れる。¹³Cを99%まで濃縮したダイヤモンドでは、天然のものに比べて増加する²⁰⁾。超伝導のBCS理論では遷移温度と質量の間に $T_c \propto M^{-1/2}$ なる関係が成立する。酸化物超伝導体で¹⁶Oを¹⁸Oに置換して遷移温度がシフトすることが報告されている²¹⁾が、顕著な同位体効果は見いだされていない。また、電子-フォノン相互作用がある半導体では、低温で電子のエネルギーバンドギャップが同位体組成に依存することが知られている²²⁾。

4 核変換利用

第2節では原子力における核的性質の利用について述べたが、ここでは一般の材料としての同位体の核特性利用について述べる。核変換が最も使われているのはシリコンへのリンのドーピングである。半導体シリコン単結晶はFZ、CZ及び気相成長法により、10インチ程度の大きさまで製造されている。n及びp型用のドーパントとしてP、As、Sb、Bが用いられ、ガスあるいは溶液で添加される。しかし、こ


図2 ¹²C濃縮ダイヤモンドの熱伝導率の温度依存性¹⁴⁾

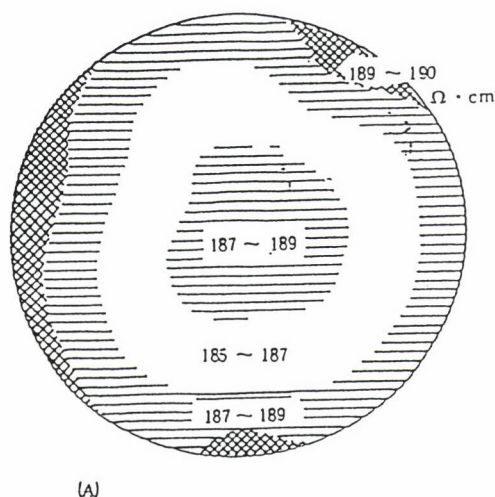
れらの元素は偏析しやすい問題点がある。一方、リンの均一ドーピング法として中性子核変換ドーピング(Neutron Transmutation Doping, NTD)が広く利用されている。FZで作製した高純度のSi単結晶を原子炉中で中性子照射すると、



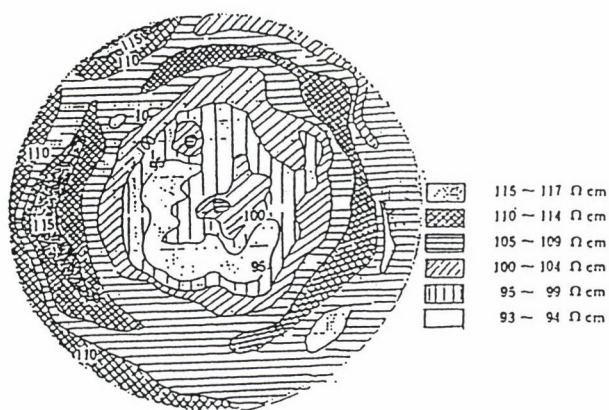
の反応によりシリコン中に約3.1%含まれている³⁰Siが安定なリンに変わる。照射後、欠陥を回復させる処理を施すと、均一なリンをドーピングしたn型の半導体が得られる。必要なリン濃度Nは

$$N = N_0 \cdot \sigma \cdot \phi \cdot t \dots \dots \dots (9)$$

で与えられる。ここで N_0 は³⁰Siの個数、 σ は中性子の反応断面積、 ϕ は熱中性子束、 t は照射時間である。生成P量は中性子の照射量に比例するため、その制御は容易である。図3には通常のFZ法でPをドーピングした場合とNTD法によるインゴット断面の抵抗率分布の比較を示した²³⁾。通常法ではPの偏析による抵抗率の不均一が見られるのに対して、NTD法では広い面積で均一な抵抗の半導体を得られる。この方法で生産されるシリコン半導体は、高耐電圧大電流のサイリスタ、大型CCDセンサーの他、多くの半導体製品として用いられており、全シリコン生産量の約5%を占めている²³⁾。(9)式からわかるように、Pの生成量は³⁰Si濃度に比例する。自然界のシリコンでは³⁰Siは3.1%であるが、その濃度を10倍にできれば、照射量は1/10で済み、さらに照射による欠陥導入もわずかに押さえられ、生産向上を図ることができる。半導体へのNTDはn型GaAs作製にも使われている²⁴⁾。⁶⁹Ga、⁷¹Ga、及び⁷⁵Asから核変換により



(A)



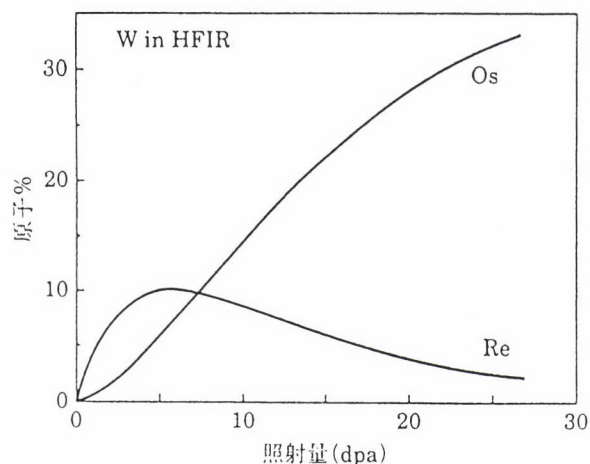
(B)

図3 Pを添加したシリコン半導体の抵抗率分布²³⁾

A)NTD法、B)通常の方法

それぞれ⁷⁰Ge、⁷²Ge、及び⁷⁶Seなどのドナーを添加することができる。

核変換の半導体への応用を主に述べたが、貴金属製造利用への可能性も考えられる。重たい金属は一般に(n, γ)のような中性子吸収反応の断面積が大きい。米国的高中中性子束炉(HFIR)で長時間照射したWから30%以上も希少金属であるOsができる²⁵⁾。同位体の核反応特性を把握し、かつ中性子等粒子線のエネルギーを制御できれば、核変換による錬金術も可能である。自然界のHgは¹⁹⁶Hg(0.146%)、¹⁹⁸Hg(10.02%)、¹⁹⁹Hg(16.84%)、²⁰⁰Hg(23.13%)、²⁰¹Hg(13.22%)、²⁰²Hg(29.8%)及び²⁰⁴Hg(6.85%)の同位体からなる。熱中性子照射条件では上述したように中性子との反応は、ほぼ(n, γ)だけとなる。図5にHgの中性子吸収反応を示す。Hgは安定同位体を多く有しており、核変換で生じるのは¹⁹⁷Hg、²⁰³Hg、²⁰⁵Hgなどの不安定核種である。²⁰³Hgと²⁰⁵Hgはそれぞれ安定な²⁰³Tlと²⁰⁵Tlに、¹⁹⁷Hgは安定な¹⁹⁷Auに変わる。¹⁹⁶Hgの中性子吸収断面積は極めて大きい

図4 HFIR炉におけるタングステンの核変換²⁵⁾

ため、もし¹⁹⁶Hgの濃縮したHgが得られれば、Auが多く生成することが考えられる。図6に、現在設計が進められている核融合実験炉ITERの第1壁の中性子照射条件に¹⁹⁶Hgをさらした時の組成変化と照射量の関係を示す。約1年ほどでHgはほとんどAuになることが推測される。

核変換の金属合金製造への応用も検討されている。前述したように、中性子吸収断面積が大きい元素の核変換を利用すれば、照射量の制御によって精密な合金化が可能である²⁶⁾。これまで可能性がある合金として、Al-Si-Mg、V-Cr、Cu-Ni-Znなどがあげられる²⁶⁾。

5 同位体制御技術

これまで述べてきた同位体の産業分野における使用量は必ずしも多くはない。材料化するためには大量の同位体が必要である。H、C、O、Nなどの軽い元素の同位体は、一般に深冷蒸留法によって大量に分離されているため、比較的安価で手に入れられるが、金属元素については、ほとんどが電磁分離法で行われており、数mgで数万円と非常に高価である。したがって同位体を制御した材料の実現のためには、手軽でかつ大量の同位体分離が可能となる技術が開発されなければならない。いくつかの同位体濃縮法の中で金属元素に対して将来、大量の同位体を得られる可能性を有しているのはレーザー分離法、ガス遠心分離法、イオン交換法などであろう²⁷⁾。小規模の装置で分離効率が極めて高いのはレーザー法である。レーザー法には原子スペクトルと分子スペクトルを利用する方法がある。原子スペクトルにおける同位体効果は核の質量差、電荷の分布の違いから来る体積効果、核スピンの差による効果などである。分子スペクトルでは、質量差による分子の振動、回転スペクトルに

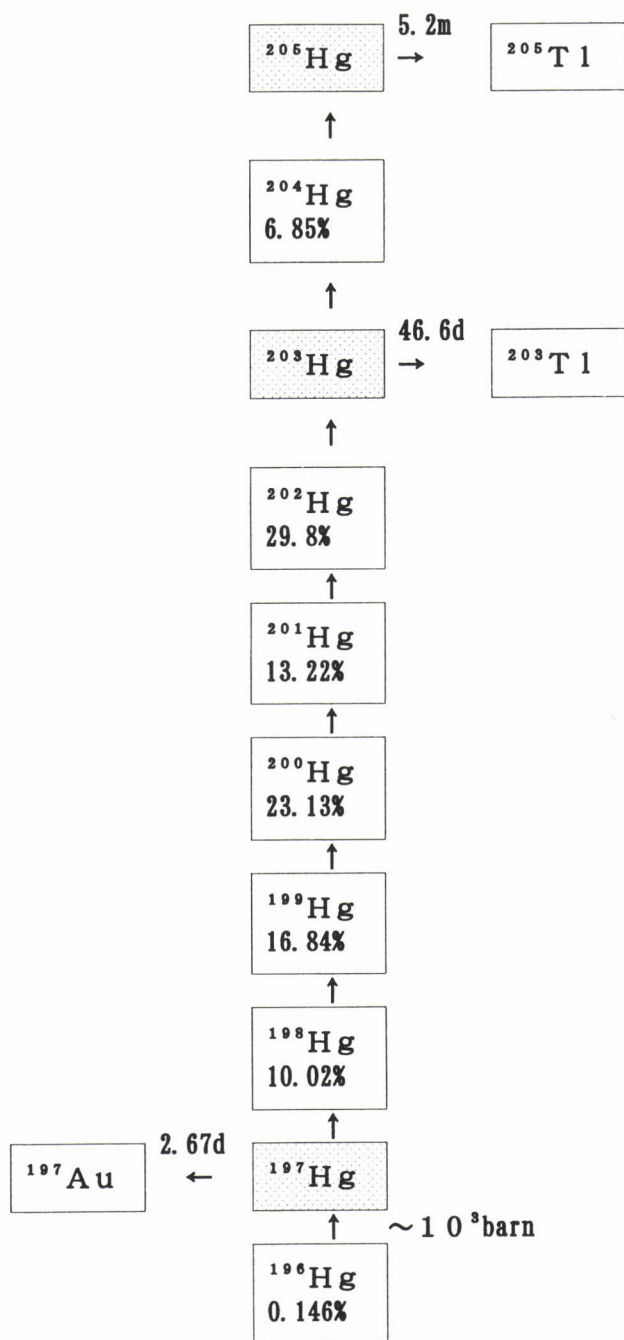


図5 Hgの中性子吸収反応

同位体効果が現れる。これらの特徴を利用して、いわゆる原子法および分子法と呼ばれるレーザー分離が行われている。原子法では、電子ビームなどにより金属を蒸発させ、その蒸気に可視波長域の色素レーザーを照射して特定の同位体をイオン化させ、パルス電磁場で捕集する。一方、分子法では同位体分子の選択分解あるいは反応を利用する。分子スペクトルの同位体シフトは原子スペクトルに比べて数桁大きく、より分離が容易となる利点があるが、分離に適した作業物質を探索しなければならない難しさがある。近年、 Si_2F_6 を作業ガスとして用いることにより容易にシリコ

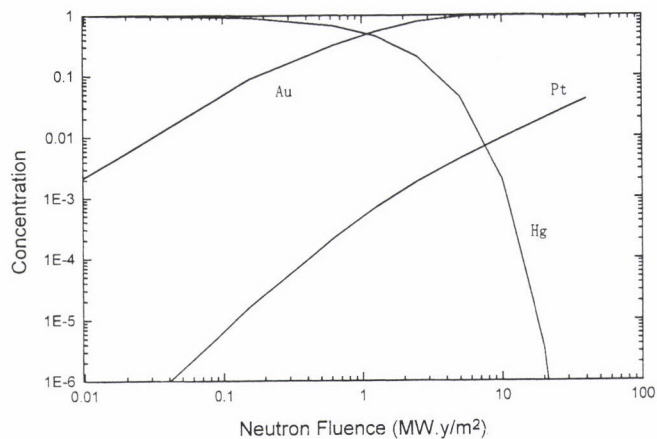


図6 ^{196}Hg からのAuの生成

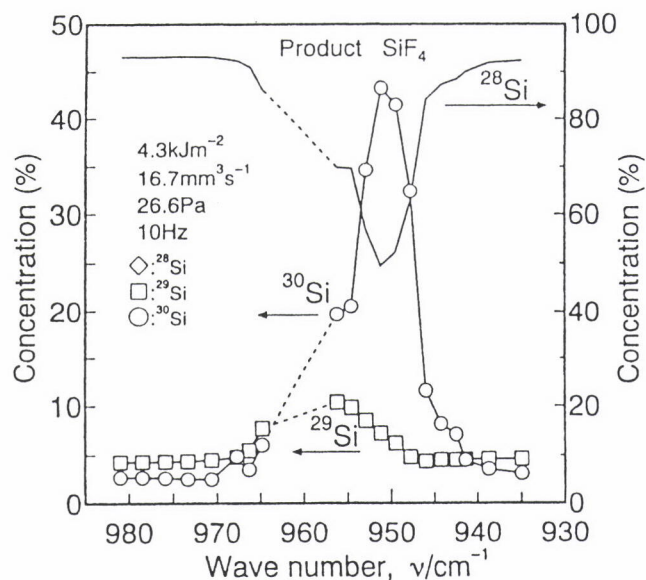


図7 分解生成物、 SiF_4 中のシリコン同位体の組成比とレーザー波数との関係

ン同位体を濃縮できることが見いだされている²⁸⁾。著者らもこの方法とCVD法を組み合わせ、直接同位体シリコンを得る試みを行っている²⁹⁾。

図7に赤外レーザーを Si_2F_6 に照射して、分解生成した SiF_4 中のシリコン同位体組成とレーザー波数との関係を示した³⁰⁾。自然界のシリコンは ^{28}Si (92.23%)、 ^{29}Si (4.67%)及び ^{30}Si (3.10%)から成る。約 950cm^{-1} の波数において ^{30}Si の濃度は40%以上まで上昇している。また ^{29}Si も 955cm^{-1} 付近で10%まで濃縮された。一方、 ^{29}Si 、 ^{30}Si を含むガスが選択的に分解されることにより、逆に未反応の Si_2F_6 中には ^{28}Si が濃縮される。

この同位体選択分解反応は、



に従って起こる³⁰⁾。

表5 シリコン同位体の濃縮結果

	28Si	29Si	30Si
自然同位体比(%)	92.23	4.67	3.19
照射後濃度(%)	99.7	12.3	43.3
レーザー波数(cm ⁻¹)	952.9	956.2	951.2
原料ガスに対する生成割合(%)	5	10	5

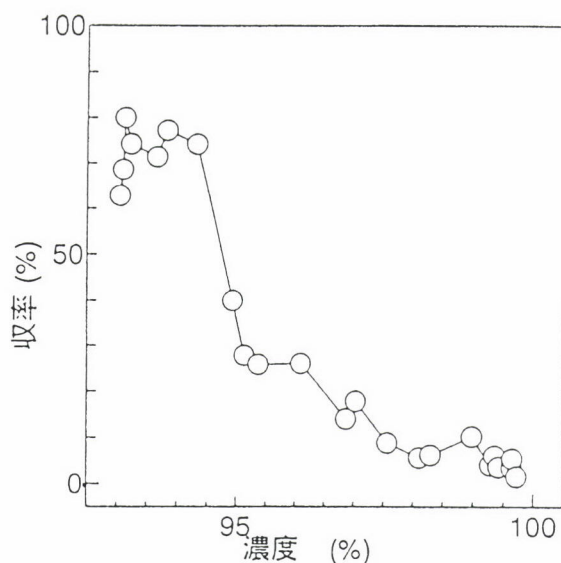
図8 ²⁸Si濃縮と収率との関係

表5にはそれぞれの同位体が濃縮された結果が示されている。なお、この表は一回の流通系での結果であり、レーザー照射を何回か繰り返せば、より高濃縮化が望める³¹⁾。

図8は²⁸Siを濃縮した時のガスの収率と濃縮度との関係を示す。レーザーのエネルギーを上げ、高濃縮化を一気に行うとすると、図のように収率はきわめて低下するが、数回の段数に分けて少しずつ濃縮を行えば、一段が約70%の高収率で²⁸Siを得ることができる。

以上の結果はシリコンで比較的容易に同位体濃縮ができることを示した例であるが、すべての金属についてこのような作業物質を見つけるのは困難であろう。原理的にはすべての金属に適用できる原子法の方が元素に対する選択の幅は広い。

レーザー法を含めた各種方法による同位体濃縮のコスト見積もりがなされている^{32,33)}。

先に述べたように、核融合炉の低放射化のためには大規模の同位体制御が必要となる。Li₂ZrO₃は核融合炉のブランケットのトリチウム増殖用に使われることが検討されている。Li₂ZrO₃中のZr同位体のレーザー原子法による濃縮コストが計算されている(表6)。⁹²Zrの濃度が増加するにつれて

表6 レーザ法による⁹²Zrの濃縮コスト³²⁾

同位体組成(%)	自然状態	同位体制御						
⁹⁰ Zr	51.45	25.73	10.29	5.15	2.57	1.03	0.057	
⁹¹ Zr	11.27	25.45	33.96	36.79	38.21	39.06	0.013	
⁹² Zr	17.17	38.77	51.73	56.05	58.21	59.51	99.91	
⁹⁴ Zr	17.33	8.67	3.47	1.73	0.87	0.30	0.019	
⁹⁶ Zr	2.78	1.39	0.56	0.28	0.14	0.06	0.003	
同位体制御コスト \$/kg	0	\$66	\$198	\$296	\$391	\$511	\$2097	

コストは上昇する。^{99.9}%濃縮⁹²Zrを1kg得るのには約20万円と見積もられている³²⁾。

軽水発電炉では約3%の低濃縮ウランが使われており、濃縮コストは数千円/gである。核融合炉構造材料の主成分のFeの同位体濃縮についても検討されている³³⁾。以下にその概要を紹介する。Feは⁵⁴Fe(5.84%)、⁵⁶Fe(91.68%)、⁵⁷Fe(2.17%)及び⁵⁸Fe(0.31%)から成っている。先に述べた低放射化のための同位体制御ステンレス鋼あるいはフェライト鋼を得るためには、Feは⁵⁷Feのみで構成されるのが最も望ましい。しかし、Feは同位体シフトが小さいため、原子法で⁵⁷Feのみを取り出すには25kW以上の強力なレーザーが必要となる。また、⁵⁷Feは中間の同位体であるため化学交換法で濃縮するのは困難と考えられている。一方、低放射化の観点からFeの同位体で最も問題となるのは⁵⁴Mnの生成源の⁵⁴Feである。⁵⁴FeはFeの同位体のなかでは端に位置するため、⁵⁷Feに比べると比較的容易に分離可能である。原子法で試算された⁵⁴Feを含まないFeを得るコストは、約5千万円/tである。通常の鉄鋼と比較すると桁違いに高価であるが、核融合炉全コストの数%程度に収まるとみなされている³³⁾。

6 まとめ

同位体を制御することによって現れる、あるいは期待される材料の物性、核的特性及びその利用について述べた。特に核的性質に関しては、同位体は低放射化など唯一の核特性の制御法と考えられ、原子力利用分野においてはますます重要になると思われる。

一方、金属同位体は微量にしか手に入らず、また、非常に高価であるため、それらの物性が明らかになりつつある材料はC、B、Geなど数種の元素に限られているのが現状である。

さらに、重量標準物質として期待されている高純度の

^{28}Si についても最低1 kgは必要であり、それを供給できるところを見つけるのはなかなか難しい。数百tの規模で必要となる構造材料の同位体制御にいたっては、さらに遠い話である。

まずは、少量材料で物性測定を行い、その性質を明らかにして行く研究と同時に、効率的で大量の同位体分離を行う技術の確立が必要であろう。

引用文献

- 1) T. R. Anthony et al. : Phys. Rev., B42(1990), 1104/1111.
- 2) 中根, 大山, 竹内 : 日本原子力学会誌, 25(1983), 16.
- 3) R. W. Conn and K. Okula : Nucl. Technol., 41(1978), 389.
- 4) 野田 : J. Plasma and Fusion Res. 70(1994), 628/633.
- 5) 館野他 : Isotope News 10(1991), 2/7.
- 6) H. Holloway, K. C. Hass and M. A. Tamor : Phys. Rev. B., 44(1991), 7123/7126.
- 7) K. Kumashiro, Y. Okada, H. Okumura : J. Crystal Growth., 132(1993), 611/613.
- 8) R. C. Buschert, A. E. Merlini, S. Pace, S. Rodriguez, M. H. Grimsditch : Phys. Rev. B., 38(1988), 5219/5221.
- 9) M. Tanaka, A. Peuto : Metrologia., 31(1994), 219/230.
- 10) P. Becker et al. : IEE Trans. Instrum. Meas., 44(1995), 522/525.
- 11) T. H. Geballe and G. W. Hull : Phys. Rev., 110(1958), 733/776.
- 12) P. D. Thacher : Phys. Rev., 156(1967), 975/988.
- 13) D. G. Onn et al. : Phys. Rev. Letters., 68(1992), 2806/2809.
- 14) L. Wei et al. : Phys. Rev. Letters., 70(1993), 3764/3767.
- 15) 佐久間菊雄 : New Diamond 11., No. 2(1996), 3/6.
- 16) L. E. Berman et al. : Nucl. Instr. and Meth., A329(1993), 555/563.
- 17) P. G. Klements : Int. J. Thermophys., 2(1981), 323/330.
- 18) W. S. Capinski et al. : Appl. Phys. Lett., 71(1997), 2109/2111.
- 19) 野木他 : 日本金属学会1997年秋期大会予稿集, (1997), 193.
- 20) A. K. Ramdas et al. : Phys. Rev. Letters., 71(1993), 189/192.
- 21) T. A. Faltens et al. : Phys. Rev. Lett., 59(1987), 915/918.
- 22) C. Parks et al. : Phys. Rev., B49(1994), 14244/14250.
- 23) 滝口蓮一 : 半導体結晶材料総合ハンドブック, フジテックノシステム, (1986), 71/94.
- 24) J. E. Mueller et al. : J. Appl. Phys., 51(1980), 3178/3180.
- 25) L. R. Greenwood and F. A. Garner : J. Nucl. Mat., 212-215(1994), 635/639.
- 26) 高橋, 野田 : Materia Japan, 34(1995), 966/968.
- 27) 山本 : 日本原子力学会誌, 35(1993), 975/977.
- 28) M. Kamioka et al. : J. Phys. Chem., 90(1986), 5727/5730.
- 29) H. Suzuki et al. : J. Surface Analysis., 3(1998), 372/376.
- 30) 鈴木, 荒木, 野田 : 日本金属学会誌, 61(1997), 145/152.
- 31) T. Noda et al. : J. Nucl. Mat., 233-237(1996), 1496/1499.
- 32) J. S. Herring et al. : Fusion Technol., 19(1991), 1386/1391.
- 33) 柴田 : 核融合実証炉のための炉工学技術の高度化(II), 日本原子力学会編, (1995).

(1998年2月27日受付)