

Co ナノアイランドの磁化反転メカニズム<sup>†</sup>

岡 博文・Safia OUAZI・Sebastian WEDEKIND・Guillemín RODARY\*

Dirk SANDER・Jürgen KIRSCHNER

Max-Planck-Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2, D-06120 Halle/Saale, Germany

(2014年3月15日受付; 2014年4月25日掲載決定)

## Magnetization Reversal Mechanisms of Co Nanoislands

Hirofumi OKA, Safia OUAZI, Sebastian WEDEKIND, Guillemín RODARY\*, Dirk SANDER and Jürgen KIRSCHNER

Max-Planck-Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2, D-06120 Halle/Saale, Germany

(Received March 15, 2014; Accepted April 25, 2014)

An outstanding challenging in nanomagnetism is the quantitative understanding of magnetization reversal process of nanostructures. We investigate the magnetization reversal of individual Co islands on Cu (111). We measure switching fields  $H_{sw}$  of single Co islands using spin-polarized scanning tunneling microscopy/spectroscopy at 8 K. The switching field changes with island size. The switching field increases with size and reaches a maximum value of 2.4 T at a size of 5500 atoms, and decreases for larger islands. To discuss magnetization reversal processes, we extract the energy barrier  $\Delta E$  for magnetization reversal as a function of island size. Our analysis reveals a crossover of the magnetization reversal from an exchange-spring behavior to domain wall formation with increasing size at around 7500 atoms.

KEYWORDS : spin-polarized scanning tunneling microscopy, magnetization reversal, magnetic anisotropy, cobalt

## 1. はじめに

磁性ナノ構造の磁化反転メカニズムを明らかにすることは、学術的な興味だけでなく、高密度化がすすむ磁気記録媒体への応用<sup>1,2)</sup>という観点からも重要である。時に交換相互作用は磁性ナノ構造体中のすべての磁気モーメントを平行に配置し、その反転はいわゆるマクロスピンのコヒーレントな回転によって説明される。Stoner-Wohlfarth モデル<sup>3)</sup>はこの磁化反転メカニズムを記述し、これまでに多くの実験結果<sup>4-6)</sup>をうまく説明してきた。Fig. 1 に、このモデルを説明する図を示す。ここでは、磁性ナノ構造が一軸異方性をもち、外部磁場を磁化と反平行に印加した場合を考える。この条件は、本論文で紹介する Cu (111) 基板上に形成した Co アイランドを用い

た実験と同じである。ゼロ磁場 ( $H=0$ ) では、エネルギー的に同等な二つの磁化状態  $\uparrow$  と  $\downarrow$  は、エネルギーバリア  $\Delta E$  によって隔てられている。今磁性ナノ構造の磁化が  $\downarrow$  だと仮定する。磁場をその反対方向に印加すると ( $H=H_1$ )、磁化状態  $\uparrow$  と  $\downarrow$  を隔てているエネルギーバリアの形が変化し、磁化状態  $\downarrow$  は準安定状態となる。さらに磁場を大きくすると ( $H=H_2$ )、磁化状態  $\downarrow$  を隔てる見かけのエネルギーバリア  $\Delta E(H)$  はさらに小さくなる。 $H=H_3$  の磁場をかけたとき  $\Delta E(H)=0$  となり、磁化状態は  $\downarrow$  から  $\uparrow$  に反転する。この磁場が磁化反転磁場  $H_{sw}=H_3$  である。

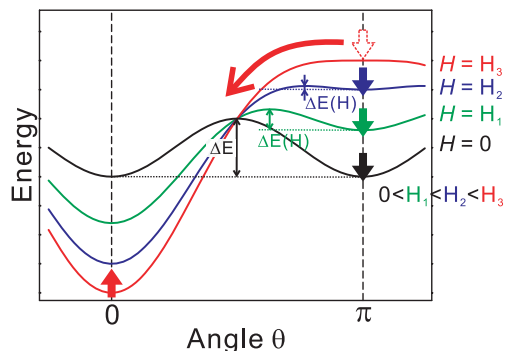
ほかの磁化反転メカニズムとしては、磁壁導入による磁化反転がある。考えられる磁化反転メカニズムはほかにもあり<sup>7,8)</sup>、対象とする磁性ナノ構造がどの磁化反転メカニズムによって磁化を反転しているのかを予測することは難しい。磁化反転メカニズムを議論する上で重要な値は、Fig. 1 で説明したエネルギーバリアであり、そのサイズ依存性を調べる必要がある。

本研究では、空間分解能と磁気分解能をもつスピン偏

<sup>†</sup> 第 33 回表面科学学術講演会 (2013 年 11 月 26 日~28 日) にて発表

E-mail : oka@mpi-halle.de (H.O.)

\* 現所属 : Laboratoire de Photonique et de Nanostructures/ CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France



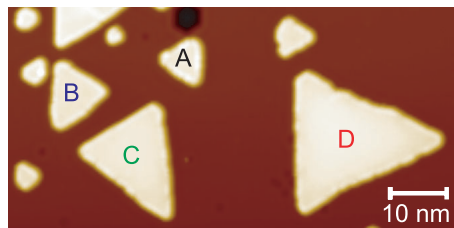
**Fig. 1.** (color online). Schematic of energy landscape of the reversal for a magnet with uniaxial anisotropy.  $\theta$  measures the angle between the easy axis and the magnetization direction of the magnet. Two stable magnetization states ( $\uparrow$  at 0 and  $\downarrow$  at  $\pi$ ) are separated by the energy barrier  $\Delta E$  at zero magnetic field. Magnetic fields parallel to the easy axis change the energy landscape. When a magnetic field of  $H_3$  is applied, the local energy minimum at  $\pi$  vanishes and the magnetization of the magnet switches from  $\downarrow$  to  $\uparrow$ .

極走査型トンネル顕微鏡 (spin-polarized scanning tunneling microscopy, SP-STM) を用いて, Cu(111)基板上に形成した Co アイランドの磁化反転磁場のアイランドサイズ依存性を調べる。得られた磁化反転磁場からエネルギーバリアの大きさを計算し, そのサイズ依存性から Co アイランドの磁化反転メカニズムを議論する<sup>9)</sup>。

## 2. 実験方法

本研究では, Cu(111)基板上に形成した Co アイランドを試料として用いた。Ar<sup>+</sup>スパッタリングとアニーリングを繰り返し Cu(111)基板表面を清浄化した後, 室温で少量 (~0.4 ML) の Co を蒸着した。室温でも Cu と Co の合金化がすすむため<sup>10)</sup>, Co を蒸着後 10 分以内に, 試料を STM ステージに移し試料温度を 180 K まで下げた。この条件で作製すると, 異なったサイズをもつ三角形のバイレイヤ Co アイランドを Cu(111)基板上に形成することができる<sup>11)</sup> (Fig. 2)。

SP-STM 測定は, すべて超高真空中 (~10<sup>-11</sup> mbar) において 8 K で行われた。探針には, 磁性薄膜を蒸着した W 探針を使用した。真空中で W 探針をフラッシュ (~2400 K) し, Cr (20~100 ML) を蒸着した。また, Co (20 ML) を W 探針に蒸着した後, Cr (20 ML) を蒸着した探針 (Cr/Co/W 探針) も使用した。Co アイランドの磁化反転磁場を求めるため, 外部磁場を試料面直方向, Co アイランドの磁化容易軸<sup>12)</sup>, に最大 4 T まで印加した。



**Fig. 2.** (color online). STM image of bilayer high Co islands on Cu(111). The labels on islands, A to D, are used in Figs. 3 to 6. ( $V = -0.27$  V,  $I = 1.0$  nA,  $T = 8$  K, and  $40 \times 80$  nm<sup>2</sup>.)

## 3. 実験結果

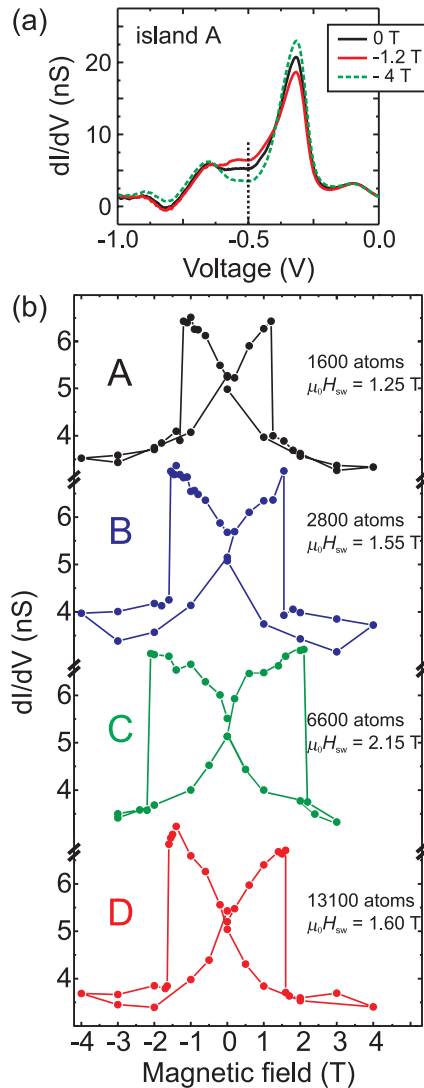
上記方法で作製した Co アイランドの典型的な STM 像を Fig. 2 に示す。Co アイランドのサイズにはかなりのばらつきがあることがわかる。Stoner-Wohlfarth モデルではエネルギーバリア  $\Delta E$  はアイランドのサイズに依存する<sup>3)</sup>ので, STM 像から個々の Co アイランドのサイズを原子数を単位として評価した。原子数を単位にすることにより, 実験的に得られた磁化反転磁場からエネルギーバリアを計算する際に必要になる飽和磁化の値に, 文献に数多く報告されている 1 原子当たりの磁気モーメントを用いることができる。また, エネルギーバリア  $\Delta E$ , 磁気異方性エネルギー  $K$  を 1 原子当たりの値として評価することができるので, 文献値と比較する際にも有用である。

まず STM 像から Co アイランドの面積  $A$  (nm<sup>2</sup>) を求め, Co アイランドが 2 層から構成されていることを考慮し, アイランドサイズ  $N = 2A/D$  (原子数) を計算した。1 原子が占有する面積  $D$  (nm<sup>2</sup>/atom) には, Co アイランドが Cu(111)基板上に Pseudomorphic 成長していると仮定し, 0.056 を用いた。たとえば, Fig. 2 中の Co アイランド A のサイズは 1600 原子数, アイランド D は 13100 原子数と求まる。

Co アイランドの磁化反転磁場を求めるため, 微分トンネルコンダクタンス ( $dI/dV$ ) のヒステリシス曲線<sup>13,14)</sup>を各 Co アイランドで測定した。まず, Co アイランドの中心で  $dI/dV$  スペクトルを異なる外部磁場に対して測定した (Fig. 3 (a))。  $dI/dV$  の値が外部磁場に対して変化しているのが明らかになる。SP-STM 測定における  $dI/dV$  の値は,

$$dI/dV \propto n_T n_S + \vec{P}_T \cdot \vec{P}_S$$

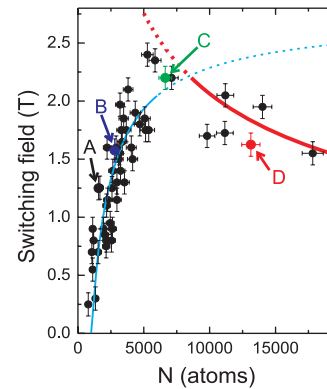
と記述される<sup>15)</sup>。観察された  $dI/dV$  の変化は, 探針先端のスピンの偏極度ベクトル  $\vec{P}_T$  と Co アイランドのスピンの偏極度ベクトル  $\vec{P}_S$  のなす角度が外部磁場によって変化したことに起因している。 $n_T$  と  $n_S$  は, それぞれ, 探針



**Fig. 3.** (color online). (a) Differential conductance ( $dI/dV$ ) spectra measured at the center of island A for different magnetic fields. (b) Hysteresis curves of the  $dI/dV$  measured at the center of islands A to D, which are indicated in Fig. 2. ( $V = -0.5$  V and  $T = 8$  K.)

と Co アイランドのスピンの依存しない局所状態密度を表している。 $dI/dV$  ヒステリシス曲線は、磁場に対する最大の変化が得られた  $V = -0.5$  V の  $dI/dV$  の値を外部磁場の関数としてプロットすることにより得られた。Fig. 2 の STM 像に示す Co アイランド A~D の結果を Fig. 3 (b) に示す。

まず、Co アイランド A の結果に着目する。外部磁場を 0 T から +1.2 T まで増加すると  $dI/dV$  の値は連続的に増加し、1.2 T と 1.3 T の間で急激に減少した。その後 4 T までは、緩やかに減少した。4 T から 0 T に外部磁場を減らした際には、 $dI/dV$  の急激な変化は見られず、連続的に最初の値に戻った。磁場を負の方向に印加する



**Fig. 4.** (color online). Switching fields of individual Co islands of different size. Data points A to D correspond to switching fields of islands A to D in Fig. 2. The red and blue lines are calculated from two different reversal mechanisms. Note that they are not fits through the data points.

と、 $dI/dV$  は磁場を正の方向に印加した場合と同様の振る舞いを示し、0 T に関して対称な  $dI/dV$  ヒステリシス曲線が得られた。1.2 T と 1.3 T (または -1.2 T と -1.3 T) の間で得られた  $dI/dV$  の急激な変化は、Co アイランド A のスピン偏極度ベクトルが反転したことを示している<sup>13)</sup>。同様な結果が  $V = -0.5$  V だけでなく測定したほぼすべての電圧に対して得られたことから、このスピン偏極度ベクトルの反転は Co アイランド A の磁化反転に対応すると結論できる<sup>12)</sup>。また、 $dI/dV$  の急激な変化が  $dI/dV$  像においてアイランド全域で観察されたことから<sup>12,14)</sup>、Fig. 3 (b) で得られた結果はスピン偏極度ベクトルまたは磁化の局所的な変化ではない。そして、アイランド A の磁化反転磁場 (磁気ヒステリシス曲線の保磁力に相当) が  $\mu_0 H_{sw} = 1.25 \pm 0.05$  T だとわかった。

Fig. 3 (b) に示した Co アイランド A~D の  $dI/dV$  ヒステリシス曲線を見ると、 $dI/dV$  が急激に変化する磁場の値、つまり磁化反転磁場が異なっていることがわかる。アイランドのサイズが 1600 原子数 (アイランド A) から 6600 原子数 (アイランド C) へ大きくなるにつれて、磁化反転磁場は 1.25 T から 2.15 T に増加した。しかし、さらにアイランドのサイズを大きくすると (アイランド D)、磁化反転磁場は 1.60 T に減少した。この結果は、Co アイランドの磁化反転磁場がアイランドのサイズに強く依存すること、そしてアイランドのサイズに対して単調に変化しないことを示している。

Co アイランドのサイズと磁化反転磁場の関係を詳しく調べるために、サイズの異なる 54 個の Co アイランドの磁化反転磁場を測定した。その結果を、Fig. 4 に、アイランドのサイズの関数としてプロットした。Co アイランドの磁化反転磁場は 0.25 T から 2.5 T へと、アイ



ランドのサイズが700原子数から6000原子数へ増加するのに応じて増加し、6000原子数より大きなCoアイランドでは磁化反転磁場は減少した。この結果は、Coアイランドの磁化反転メカニズムが6000原子数付近を境にして異なることを示唆している。しかしながら、得られた磁化反転磁場のサイズ依存性は約50年前にすでに報告されており<sup>16)</sup>、驚くべきものではない。本研究では、得られたデータを詳細に解析し、磁化反転メカニズムだけでなくナノスケールでおこる磁気特性の局所的な変化も明らかにする。

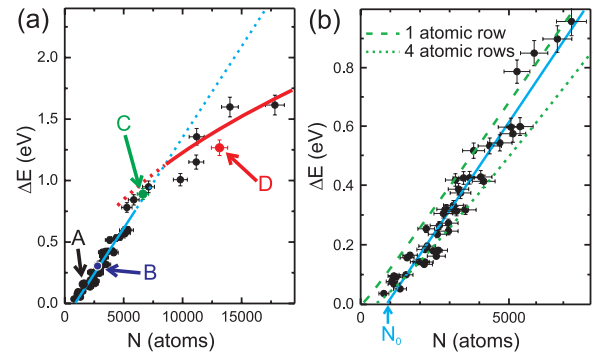
Fig. 2のSTM像から、三角形の向きが▶と◀の2種類のCoアイランドがあることがわかる。Cu(111)基板上に形成したCoアイランドには、Cu(111)基板に対して積層欠陥の有無による2種類が存在し、積層欠陥がないCoアイランドが多数を占めると報告されている<sup>12,17)</sup>。また、 $dI/dV$ スペクトル (Fig. 3 (a)) において $-0.3$  V付近に見られるピークのエネルギー位置が、アイランドの積層欠陥の有無に依存することも報告されている<sup>12,18,19)</sup>。これらの結果から、Coアイランドの積層構造を決定することができる。たとえば、Fig. 2のSTM像において、▶向きのアイランドが多いことから、CoアイランドAとCには積層欠陥があり、CoアイランドBとDは積層欠陥がないとわかる。この積層欠陥の有無が磁化反転磁場にも反映されることを予想したが、本実験ではその違いは明瞭には見られなかった。

#### 4. Co アイランドの磁化反転メカニズム

磁化反転メカニズムを議論するためには、Fig. 1に示す二つの磁化状態↑と↓を隔てるエネルギーバリア $\Delta E$ のアイランドサイズ依存性を知る必要がある。外部磁場 $H$ を磁化方向とは逆に印加した場合、温度0 Kでは、見かけのエネルギーバリア $\Delta E(H)$  (Fig. 1) は、 $\Delta E(H) = \Delta E(1 - HN\mu/2\Delta E)$ と記述される<sup>20)</sup>。 $\mu$ は原子一個あたりの磁気モーメント。有限温度では、熱揺らぎの影響を考慮する必要があり<sup>21)</sup>、温度 $T$ での磁化反転磁場 $H_{sw}$ とエネルギーバリア $\Delta E$ の関係は次のように記述される。

$$H_{sw} = \frac{2\Delta E}{N\mu} \left[ 1 - \left( \frac{k_B T}{\Delta E} \ln \frac{t_{meas}}{\tau_0} \right)^{1/2} \right] \quad (1)$$

Fig. 5 (a) に、(1)式とFig. 4の実験データを用いて計算したエネルギーバリア $\Delta E$ の値をCoアイランドのサイズの関数としてプロットした。その際に、Cu(111)基板上の2 ML Co 薄膜のスピンの磁気モーメントと軌道磁気モーメントの合計 $\mu = 1.8 \mu_B$ <sup>22)</sup>、一般的に用いられる $\tau_0 = 10^{-10}$  s<sup>7)</sup>、 $t_{meas} = 100$  sを用いた。 $t_{meas}$ には、一つの $dI/dV$ スペクトルを測定するのに必要な時間を用いた。Coアイランドのサイズが小さい領域では、エネ



**Fig. 5.** (color online). (a) Island-size dependence of the calculated energy barrier  $\Delta E$ . The blue curve is a linear fit of  $\Delta E_{\min}$ . The red curve shows the calculated energy cost for domain wall formation  $\Delta E_{dw}$ . The labels identify the data points for the islands of Fig. 2. (b) Zoom-in for data points of smaller islands. The blue curve is the same as in (a). The dashed curves show the function  $\Delta E(N) = K(N - N_{\text{rim}})$  for different rim widths of 1 and 4 atomic rows, where the size dependence of the number of atoms in a rim area is considered.

ギーバリア $\Delta E$ はサイズ $N$ に対して線形に増加しているのがわかる。しかし、7500原子数より大きなCoアイランドのデータ点は、その線形性から大きく外れている。

まず、Coアイランドのサイズが小さい領域、 $N < 7000$ 原子数、について議論する。Fig. 5 (b)に、サイズが8000原子数までのデータを示す。Stoner-Wohlfarthモデル<sup>3)</sup>では、エネルギーバリアは $\Delta E = KN$ と記述され、アイランドのサイズに対して線形に変化する。ここで、磁気異方性エネルギー $K$ は、結晶磁気異方性と形状磁気異方性の合計で、有効磁気異方性エネルギーである。しかし、Fig. 5 (b)をよく見ると、データ点の直線外挿は原点を通らず、オフセット $N_0$ があるように見える。そこで、オフセットを考慮した式、 $\Delta E_{\min}(N) = K(N - N_0)$ 、を用いてデータをフィッティングした。細い直線がその結果である。直線の傾きから磁気異方性エネルギーが $K = 0.148 \pm 0.005$  meV/atom、 $x$ 切片からオフセットが $N_0 = 870 \pm 150$ 原子数だと求めた。この結果は、アイランドを構成するすべて( $N$ 個)のCo原子ではなく、 $(N - N_0)$ 個のCo原子が磁気異方性エネルギーに寄与していることを意味する。ここで、オフセット $N_0$ の物理的起源は何か? という疑問が起こる。

STMの高い空間分解能を利用してCoアイランド内の電子状態を調べたところ、アイランドの縁(rim)に近づくに従って電子状態が大きく変化することがわかった。Coアイランドの中心部ではCoの3dバンドに起因するピーク<sup>23)</sup>が $dI/dV$ スペクトルに観察されたが、アイランドの縁ではそのピークが消失し新たなピーク(電子

状態)がフェルミ準位近傍に現れた<sup>24)</sup>。故に、この電子状態の変化がCoアイランドの磁気特性、磁気異方性に影響していることが予想される。そこで、オフセット  $N_0$  をアイランドの縁を構成するCo原子  $N_{\text{rim}}$  に関連づけてみる。 $N_{\text{rim}}$  がCoアイランドのサイズに対して一定ではなく変化することを考慮し、二通りの縁幅 (1原子幅と4原子幅) を仮定してエネルギーバリア  $\Delta E(N) = K(N - N_{\text{rim}})$  を計算した。Fig. 5 (b) に示す二つの破線がその結果である。データ点が、この二つの縁幅を境界にして、内側にあることがわかる。この結果から、1原子幅から4原子幅をもつCoアイランドの縁が磁気異方性エネルギーに寄与していない実効的な領域であると結論される。

この描像から、Coアイランドを単一元素からなる交換スプリング磁石 (Exchange spring magnet)<sup>25)</sup> とみなすことができるだろう。アイランドの縁を構成するCo原子は磁化に寄与するが、磁気異方性には寄与しない。縁のCo原子は磁氣的にソフトであり、その磁気異方性エネルギーはアイランド中心部のCo原子に比べ無視できるほど小さいと考え、実験データをうまく説明できる。ナノ磁石の縁を構成する原子が内部にある原子とはまったく異なる磁気特性を示すのは、よく知られた事実である。しかしながら、その磁気異方性エネルギーは、配位数の低下から、大きくなると予想される<sup>26)</sup>。本研究の結果は、配位数の低下よりも、Coアイランドの縁に存在する原子間距離の緩和<sup>19)</sup>、それに起因する電子状態の変化<sup>19, 24, 27, 28)</sup> が磁気特性に強く影響していることを示している。そして、ナノ構造の磁気特性を調べる上で、電子状態を局所的に評価することの重要性を示している。

次に、Coアイランドのサイズが大きい領域、 $N > 7000$  原子数、について議論する。この領域では、データ点が、小さいアイランドサイズのデータ点に対する線形フィット (Fig. 5 (a) の細線) から大きく外れている。これは、磁化反転メカニズムがStoner-Wohlfarthモデルから別のメカニズムへ移ったことを示唆している。ここで、Coアイランド内に磁壁を導入したときに生じるエネルギー損失  $\Delta E_{\text{dw}}(N) = 4\sigma\sqrt{AK}$ <sup>16)</sup> とデータ点を比較してみる。 $\sigma$  は磁壁の面積である。ここでは、Coアイランドを正三角形とみなし、その高さ  $h$  とアイランドの膜厚  $d$  から  $\sigma = h \times d$  と定義した。膜厚  $d$  はアイランドのサイズに対して変化せず一定であるが、三角形の高さ  $h$  はアイランドのサイズによって変化する。故に、磁壁の面積  $\sigma$  はアイランドサイズにより変化する。Fig. 5 (a) に、交換定数  $A = 27.1 \text{ meV/atom}$ 、磁気異方性エネルギー  $K = 0.148 \pm 0.005 \text{ meV/atom}$  を用いて計算した

$\Delta E_{\text{dw}}(N)$  の値を太線で示す。 $\Delta E_{\text{dw}}(N)$  が実験で得られたデータ点の値だけでなくそのサイズ依存性も再現しているのがわかる。この結果から、アイランドサイズが大きい領域では、磁壁が形成され移動することにより磁化反転がおこっていると考えられる。

磁壁の幅は  $w = 2\sqrt{A/K}$ <sup>29)</sup> から、約7nmと見積もることができる。しかしながら、これまでのところ磁壁を観察するには至っていない。その理由として、測定対象としたCoアイランドのサイズでは、磁壁を形成することによるエネルギー損失が大きく単磁区を形成した方がエネルギー的に得をするため、磁化が反転するときのみ磁壁が導入されるからだと考えられる。そして、磁壁の移動速度は  $100 \text{ m/s}$ <sup>30)</sup> のオーダーであるため、ms (ミリ秒) のオーダーでデータ取得をした本実験では、磁壁の導入を捉えることはできない。

Fig. 5 (a) を見ると、 $\Delta E_{\text{im}}$  (細線) と  $\Delta E_{\text{dw}}$  (太線) がアイランドサイズ  $N = 8000$  原子数付近で交差し、それらの大小関係が反転していることがわかる。故に、Coアイランドは、磁化反転の際に必要なエネルギーが小さい磁化反転メカニズムを選択している。この二つの磁化反転メカニズムによる磁化反転磁場を式(1)を用いて計算し、その結果をFig. 4に細線と太線で示す。すべてのデータ点が二つの線によって非常に良く再現されているのがわかる。

## 5. ま と め

空間分解能と磁気分解能をもつSP-STMを用いて、Cu(111)基板上に形成したCoアイランドの磁化反転磁場のアイランドサイズ依存性を調べた。磁化反転磁場から計算したエネルギーバリアのサイズ依存性を詳細に調べることによって、Coアイランドはサイズに依存して異なる磁化反転メカニズムをとっていることを明らかにした。アイランドサイズが小さい領域では、 $N < 7000$  原子数、磁化反転磁場はサイズが大きくなるにつれて増大し、磁化反転メカニズムは交換スプリング磁石の特徴を示した。一方、アイランドサイズが大きい領域では、 $N > 7000$  原子数、サイズが大きくなるにつれて磁化反転磁場は減少した。この変化は、磁化反転メカニズムが磁壁形成を介した磁化反転に移ったことによると考察された。

しかしながら、原子間距離の緩和やそれに起因する電子状態の変化が、どのように磁気異方性エネルギーに影響するのかは明らかにされなかった。本研究では磁気モーメント  $\mu$  と交換定数  $A$  はCoアイランド内で変化せず一定であると仮定したが、磁性ナノ構造内では、特に縁では、それらの値も変化することが予想される<sup>31)</sup>。ま

た、ナノ構造内部で、スピン偏極度が局所的に変化すると報告されている<sup>27,28)</sup>。ナノスケールにおける原子間距離、スピン偏極電子状態、磁気特性の変化、そしてそれらの因果関係を明らかにするためには、実験と理論両方からのさらなる理解が必要である。

## 謝 辞

本研究の一部は die Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB 762) の支援を受けた。

## 文 献

- 1) D. Weller and A. Moser : IEEE Trans. Magn. **35**, 4423 (1999).
- 2) A. Berger, N. Supper, Y. Ikeda, B. Lengsfeld, A. Moser and E.E. Fullerton : Appl. Phys. Lett. **93**, 122502 (2008).
- 3) E. Stoner and E. Wohlfarth : Phil. Trans. R. Soc. A **240**, 599 (1948).
- 4) W. Wernsdorfer, E.B. Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, N. Demoncey, A. Loiseau, H. Pascard and D. Maily : Phys. Rev. Lett. **78**, 1791 (1997).
- 5) W. Wernsdorfer, E.B. Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, D. Maily, O. Kubo, H. Nakano and B. Barbara : Phys. Rev. Lett. **79**, 4014 (1997).
- 6) A. Lehnert, P. Bulushek, N. Weiss, J. Giesecke, M. Treier, S. Rusponi and H. Brune : Rev. Sci. Instrum. **80**, 023902 (2009).
- 7) W. Wernsdorfer : Adv. Chem. Phys. **118**, 99 (2001).
- 8) D.A. Garanin and H. Kachkachi, Phys. Rev. B **80**, 014420 (2009).
- 9) S. Ouazi, S. Wedekind, G. Rodary, H. Oka, D. Sander and J. Kirschner : Phys. Rev. Lett. **108**, 107206 (2012).
- 10) A. Rabe, N. Memmel, A. Steltenpohl and Th. Fauster : Phys. Rev. Lett. **73**, 2728 (1994).
- 11) J. de la Figuera, J.E. Prieto, C. Ocal and R. Miranda : Phys. Rev. B **47**, 13043 (1993).
- 12) O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode and R. Wiesendanger : Phys. Rev. Lett. **92**, 057202 (2004).
- 13) G. Rodary, S. Wedekind, D. Sander and J. Kirschner : Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 9013 (2008).
- 14) G. Rodary, S. Wedekind, H. Oka, D. Sander and J. Kirschner : Appl. Phys. Lett. **95**, 152513 (2009).
- 15) D. Wortmann, S. Heinze, Ph. Kurz, G. Bihlmayer and S. Blügel : Phys. Rev. Lett. **86**, 4132 (2001).
- 16) E. Kneller and F. Luborsky : J. Appl. Phys. **34**, 656 (1963).
- 17) Ch. Rath, J.E. Prieto, S. Müller, R. Miranda and K. Heinz : Phys. Rev. B **55**, 10791 (1997).
- 18) A.L. Vázquez de Parga, F.J. García-Vidal and R. Miranda : Phys. Rev. Lett. **85**, 4365 (2000).
- 19) M.V. Rastei, B. Heinrich, L. Limot, P.A. Ignatiev, V.S. Stepanyuk, P. Bruno and J.P. Bucher : Phys. Rev. Lett. **99**, 246102 (2007).
- 20) R. O'Handley : "Modern Magnetic Materials : Principles and Applications" (Wiley, 2000).
- 21) W.F. Brown : Phys. Rev. **130**, 1677 (1963).
- 22) A. Hahlin, J. Hunter Dunn, O. Karis, P. Pouloupoulos, R. Nünthel, J. Lindner and D. Arvanitis : J. Phys. : Condens. Matter **15**, S573 (2003).
- 23) L. Diekhöner, M.A. Schneider, A.N. Baranov, V.S. Stepanyuk, P. Bruno and K. Kern : Phys. Rev. Lett. **90**, 236801 (2003).
- 24) O. Pietzsch, S. Okatov, A. Kubetzka, M. Bode, S. Heinze, A. Lichtenstein and R. Wiesendanger : Phys. Rev. Lett. **96**, 237203 (2006).
- 25) H. Zeng, J. Li, J. Liu, Z. Wang and S. Sun : Nature (London) **420**, 395 (2002).
- 26) S. Rusponi, T. Cren, N. Weiss, M. Epple, P. Bulushek, L. Claude and H. Brune : Nat. Mater. **2**, 546 (2003).
- 27) H. Oka, P.A. Ignatiev, S. Wedekind, G. Rodary, L. Niebergall, V.S. Stepanyuk, D. Sander and J. Kirschner : Science **327**, 843 (2010).
- 28) 岡 博文, P.A. Ignatiev, S. Wedekind, G. Rodary, L. Niebergall, V.S. Stepanyuk, D. Sander and J. Kirschner : 表面科学 **31**, 480 (2010).
- 29) P. Bruno : Phys. Rev. Lett. **67**, 1602 (1991).
- 30) See, for example, M. Hayashi, L. Thomas, Ya. B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang and S.S.P. Parkin : Phys. Rev. Lett. **96**, 197207 (2006).
- 31) C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland and G. Lauhoff : Rep. Prog. Phys. **71**, 056501 (2008).