

可調多態無場切換和自旋軌道力矩在傾斜亞鐵磁合金中的棘輪效應

Cheng-Hsiang Hsu ^{1 2 a}, Miela J. Gross ³, Hannah Calzi Kleidermacher ¹, Shehrin Sayed ^{1 2}, Sayeef Salahuddin ^{1 2 e}

¹ Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of California, Berkeley, California, USA ^a chhsu@berkeley.edu

² Materials Science Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, USA

^e sayeef@berkeley.edu

³ Department of Physics, University of California, Berkeley, California, USA

摘要

自旋軌道力矩不僅是研究納米尺度磁性紋理和磁性狀態操控的有用探針，還具有對下一代計算應用的巨大潛力。在此，我們報告了在單次共濺射的稀土-過渡金屬 Gd_xCo_{100-x} 中觀察到豐富的自旋軌道力矩切換現象，如無場切換、多態切換、記憶電阻行為和棘輪效應。值得注意的是，此類效應此前僅在反鐵磁/鐵磁雙層系統中觀察到。我們顯示這些效應可以追溯到可以在 Gd_xCo_{100-x} 系統中設計的大異向性傾斜。此外，我們顯示這些切換現象的幅度可以通過傾斜角和面內外部場來調節。在傾斜的 Gd_xCo_{100-x} 中觀察到的複雜自旋軌道力矩切換不僅提供了一個自旋電子學的平台，還作為研究複雜磁性紋理和相互作用的物理模型系統。

引言

自旋軌道力矩 (SOT) 驅動的磁化切換在下一代磁性記憶體技術中具有巨大潛力 ^{1, 2}。同時，它也是研究自旋依賴現象如拓撲自旋紋理和量子材料的強大探針 ^{3, 4}。然而，儘管過去十年中付出了大量努力，在進一步降低臨界切換電流密度、探索具有高自旋力矩效率的互補金屬氧化物半導體 (CMOS) 兼容材料、設計無場切換等方面仍然存在挑戰。因此，尋找新材料和新自旋/磁現象仍然是一項持續的努力 ^{2, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11}。在這方面，鐵磁體已成為一種新興的材料系統，擁有豐富的磁性質，適合有趣的現象和潛在的自旋電子學應用 ¹²。鐵磁體由兩個不同的磁性亞晶格組成，這些亞晶格是反鐵磁耦合的，從而產生非零磁化 ¹³。因此，鐵磁體結合了鐵磁體 (FM) 和反鐵磁體 (AFM) 的獨特性質，實現了如體垂直磁各向異性 (PMA)、體狄拉克-莫里亞相互作用 (DMI)、磁性斯格明子宿主、自旋軌道力矩切換和全光切換等磁性質和現象 ^{14, 15, 16, 17, 18}。雖然存在許多不同家族的鐵磁體，稀土 (RE)-過渡金屬 (TM) 鐵磁合金因其高度可調的磁性、電子、熱磁、光學性質和相對簡單的薄膜沉積方法而在自旋電子學應用中脫穎而出 ^{12, 14, 17, 18, 12, 14, 19, 20}。

在許多稀土-過渡金屬鐵磁合金的迷人特性中，體垂直磁各向異性 (PMA)，即使在微米級厚膜中仍然存在，是所有迷人磁現象背後的驅動力。然而，使用面內極化自旋電流切換PMA磁體需要一個面內對稱破壞場來實現確定性切換 ^{14, 20, 21, 22, 23}。儘管在研究稀土-過渡金屬鐵磁合金以用於自旋電子學應用方面做出了許多努力，直到最近才在稀土-過渡金屬鐵磁系統中實現無場自旋軌道力矩切換 ^{12, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 24, 25, 26, 27, 28, 29}。稀土-過渡金屬鐵磁體具有誘導其各向異性傾斜的能力並不令人驚訝，因為它同時具有FM和AFM的特性。事實上，最常見的系統之一是AFM/FM雙層，其中存在交換偏置，設計用於在其PMA中誘導傾斜以實現無場SOT切換 ^{23, 30}。

在AFM/FM雙層系統中，不僅可以實現無場切換，還可以觀察到許多有趣的磁性紋理和切換行為，如反鐵磁序的電控、多態切換和記憶電阻行為，這是由於其在AFM/FM界面的動態和複雜的磁性相互作用 ^{23, 30, 31, 32, 33, 34, 23, 34, 35}。由於AFM/FM界面的交換耦合，界面的AFM自旋配置可以通過SOT控制，並表現出交換彈簧效應，這在磁性狀態和反鐵磁狀態中表現為棘輪行為 ^{35, 36, 37}。由於鐵磁性結合了FM和AFM的特性，不僅可以觀察到其磁各向異性的傾斜，還可能觀察到AFM/FM系統中發現的所有切換行為，如無場切換、多態切換、記憶電阻行為、交換彈簧效應和棘輪效應。在稀土-過渡金屬鐵磁合金中，材料設計的參數空間也更廣，具有RE和TM之間的原子濃度、厚度縮放（由於界面PMA不僅限於超薄~1nm厚度）、不同的RE和TM元素、生長條件和操作溫度的調節。基於這一動機，我們探索在單層鐵磁性GdCo合金中實現AFM/FM系統中觀察到的有趣切換行為和現象的可能性，無需任何超晶格設計，僅需一次沉積。

在本文中，我們報告了在室溫下通過傳輸和磁測量實現的GdCo在其磁補償附近的無場自旋軌道力矩切換，具有傾斜的各向異性和交換彈簧行為。通過角度依賴的異常霍爾電阻場環測量，可以表徵傾斜的角度。此外，觀察到多態切換、記憶電阻行為和棘輪效應，其中多態和棘輪效應可以通過面內對稱破壞場進行調節。這表明單次沉積的稀土-過渡金屬鐵磁合金具有類似於AFM/FM雙層的特性，擴展了自旋電子學應用的材料設計空間。

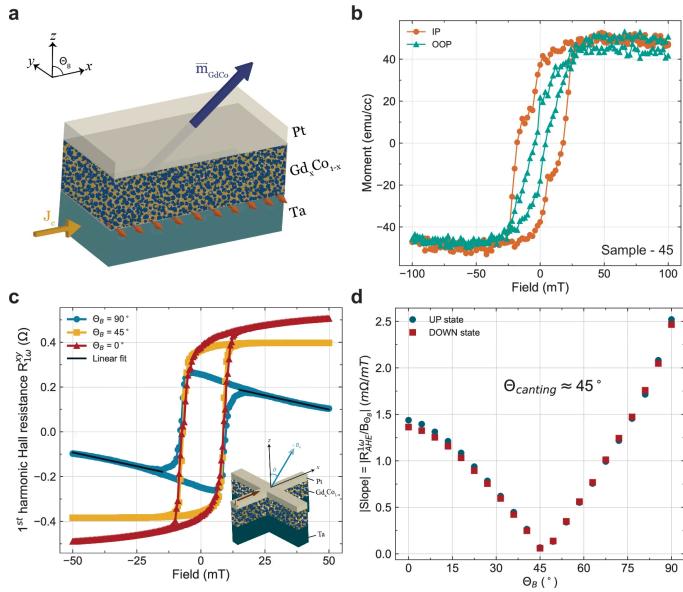
結果

GdCo 薄膜的沉積及磁各向異性的特徵化

傾斜的 Gd_xCo_{100-x} 通過共濺射元素Gd和Co靶材沉積，沉積前的基礎壓力約為1e-8托。傾斜的 Gd_xCo_{100-x} 薄膜沉積在熱氧化的矽基板上，8nm的Ta作為底層，並用2nm的Pt覆蓋以防止氧化（見Fig. 1 a）。在這項研究中，沉積了三個樣品（樣品-45、樣品-56和樣品-13），它們具有不同的各向異性傾斜角，名義上的Gd濃度約為24~25%（見“方法”表格 1），這接近於磁補償點 ^{19, 20, 38}。

通過振動樣品磁力計和角度依賴的異常霍爾場掃描測量在室溫下對具有大傾斜角的薄膜異質結構（樣品-45）進行磁性表徵。

a 研究中的磁性異質結構由8 nm的Ta底層組成，作為自旋霍爾源進行切換實驗，10 nm的 Gd_xCo_{100-x} 作為具有傾斜磁各向異性的亞鐵磁體，並覆蓋一層薄的2 nm Pt。頂層Pt作為保護層以防止亞鐵磁體氧化並增強PMA。**b** 樣品-45的磁化滯後顯示 $Gd_{24.7}Co_{75.3}$ 在室溫下接近磁補償，特徵是小的飽和磁化。通過比較在IP和OOP方向進行的掃描，磁各向異性存在於兩個方向，IP各向異性稍強，特徵是剩磁 ($M_{r,i,p} \approx 20$ emu/cc 和 $M_{r,o,p} \approx 40$ emu/cc) 和較大的IP矯頑場。交換彈簧行為也可以在兩個方向觀察到，IP方向更為明顯。**c** 線性擬合到矯頑場以上的場區域以獲得角度依賴的異常霍爾效應場掃描測量中的斜率。 R_{AHE} 與 B_{θ_B} 的形狀可以由磁化的易軸和外部場方向之間的角度決定。通過觀察兩個極端 ($\theta_B = 0^\circ$ 和 90°)， R_{AHE} 在矯頑場以上的場區域是傾斜的 ($|B_{\theta_B}| > 10$ mT)。對於 $\theta_B = 45^\circ$ ，斜率幾乎為零。插圖，角度 (θ_B) 依賴的AHE測量設置示意圖和霍爾條設備幾何形狀。 θ_B 從z軸定義到x-軸。**d** 高場區域的斜率作為外部場角度從z-軸的函數。通過這種技術，樣品-45的傾斜角 θ_B 被發現為 45° ，此時斜率最小。



在室溫下對樣品-45進行的薄膜磁力計測量顯示出交換彈簧行為和大的磁各向異性傾斜（見圖 1 b）。沿著OOP和IP方向測得的磁化滯後回線顯示兩個方向的剩磁相當，表明存在大的傾斜且總有效各向異性接近於無。不僅剩磁相當，還可以在IP和OOP方向觀察到由小矯頑場和大矯頑場特徵的雙相切換。這種雙相切換表明 Gd_xCo_{100-x} 層很可能由軟磁層和硬磁層組成，這是交換彈簧行為的特徵³⁹。這一現象也在其他稀土-過渡金屬鐵磁系統中觀察到，如TbCo，尤其是在厚度超薄 (<10 nm) 時³⁹。在TbCo中，第一個2 nm層由低密度軟磁層組成。隨後沉積的層更密且具有更硬的磁層。稀土-過渡金屬鐵磁合金中軟硬磁層的共存，通過控制濃度、生長條件、底層和覆層，作為一個很好的交換彈簧系統來設計可調的各向異性傾斜^{39, 40}。在 Gd_xCo_{100-x} 中，由於Gd的4 f殼層的對稱填充相比Tb，這一效應可以被放大（詳情見補充說明 1）。

為了量化每個樣品的各向異性傾斜角，我們提出了一種通過異常霍爾效應（AHE）測量來表徵各向異性傾斜角的新方法，場方向是z軸和x軸之間角度的函數（見圖 1 c插圖）。通常，對於薄膜磁體，磁易軸要麼嚴格在平面內 ($\theta_B = 90^\circ$) 由於形狀各向異性，要麼嚴格在平面外由於強界面或體PMA ($\theta_B = 0^\circ$)。在我們的情況下，由於磁各向異性的巨大傾斜，易軸將在0和90之間。在典型的AHE測量中，當場施加在磁易軸上時，AHE滯後將表現為在兩個矯頑場 (B_c) 之上的恆定電阻值，並且在穿過矯頑場時發生兩個恆定電阻值之間的切換。在場施加在磁硬軸上的情況下，AHE滯後曲線是一條斜線，在各向異性場以下的滯後開口最小，然後磁矩飽和。這是因為有些磁化方向的易軸不與場方向對齊，因此隨著場的增加，這些磁化方向被拉入場方向並遠離其磁易軸。然而，當外部場方向與磁化易軸對齊時，高場區域 (在 $|B_c|$ 之上) 的斜率應接近於零，因為所有磁矩都飽和。因此，當AHE測量在場施加在易軸和硬軸之間的方向時，來自兩種情況 (易軸和硬軸) 的AHE滯後的疊加發生，AHE電阻應在矯頑場之上的區域是一條斜線。需要注意的是，通過這種方法獲得的傾斜角代表了製造的GdCo異質結構器件中淨磁化的磁易軸的傾斜。這個傾斜角不同於在無場切換文獻中經常看到的OOP磁化的傾斜角，因為在這些系統中IP磁化分量非常小^{26, 27}。

我們將薄膜製成霍爾條形器件（“方法”），並對樣品-45進行了角度依賴的AHE測量。在圖 1 c和補充圖 S1a 中，顯示了在不同場方向 θ_B 下測量的一系列AHE滯後回線。在矯頑場之上的區域，曲線的斜率隨著場方向接近45度而減小，一旦超過45度，斜率大小開始再次增加（見圖 1 d）。通過對矯頑場之上的區域進行線性擬合（見圖 1 c），我們能夠找到獲得最小斜率的角度。在樣品-45中，最小斜率被發現在距離z軸45度的地方（見圖 1 d）。這證實了樣品-45中的磁易軸確實從典型的IP或OOP方向大幅傾斜。

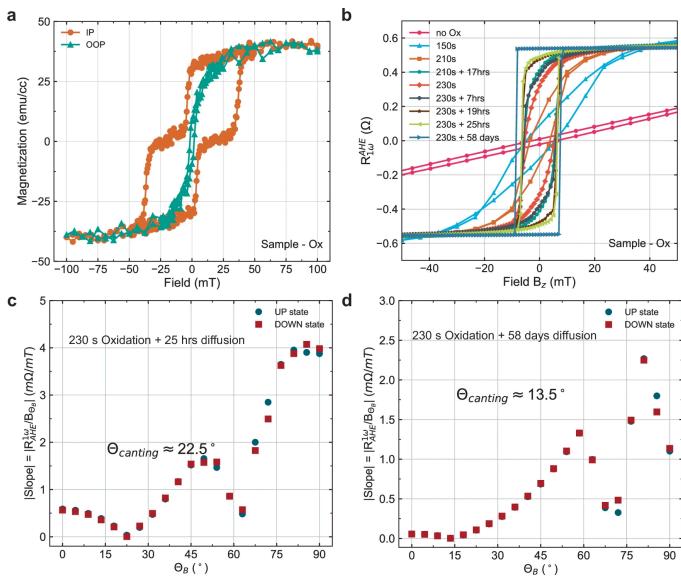
在 GdCo 鐵磁體中誘導大傾斜的配方

GdCo中的傾斜可以通過在GdCo層內引入氧來誘導。為了研究氧對傾斜的誘導效果，我們在Ta (8 nm) / Gd_xCo_{100-x} (10 nm) / Pt (2.5 nm) 薄膜異質結構上製造了霍爾條形器件，該異質結構在室溫下以接近磁補償的組成沉積（圖 2 a）。在沒有任何氧化的情況下，該器件顯示出強烈的平面內各向異性，其特徵是AHE場回線中的斜直線（圖 2 b）。當我們對器件進行溫和的氧等離子體處理 (50 W, 180 mTorr, 50 C) 並設置持續時間時，AHE回線的形狀從直線轉變為具有改進方形度的切換回線。經過一定量的氧化後，方形度不再改善，反而可能在進一步氧化時退化。在這一點上，我們可以讓樣品在環境中至少放置一天，然後方形度進一步改善（圖 2 b）。通過進行角度依賴的AHE場掃描測量，我們可以表徵易軸在1天和58天後的傾斜角，結果分別為距OOP軸22.5和13.5度（圖 2 c, d）。我們相信，讓樣品在環境中放置的步驟是為了讓氧慢慢擴散到GdCo層的內部，並創造出OOP各向異性（補充說明 2）。通過控制氧等離子體步驟的持續時間和環境暴露的持續時間（或通過升高溫度退火加速），應該可以通過合理的優化獲得在IP和OOP之間的任何傾斜角。

Fig. 2

GdCo異質結構的氧化以誘導磁性傾斜。

a 樣品-Ox的磁化滯後顯示Gd_xCo_{100-x}在室溫下接近磁補償，特徵是小的飽和磁化。 **b** 異常霍爾效應滯後回線作為氧化持續時間和環境暴露持續時間的函數。 **c** 高場區域的斜率作為外部場角度從z-軸的函數。通過這種技術，樣品-Ox在經過230 s的氧等離子體處理和1天的環境暴露後，傾斜角θ_B被發現為22.5°，此時斜率最小。 **d** 樣品-Ox在經過230 s的氧等離子體處理和58天的環境暴露後，發現13.5°的傾斜，此時斜率最小。



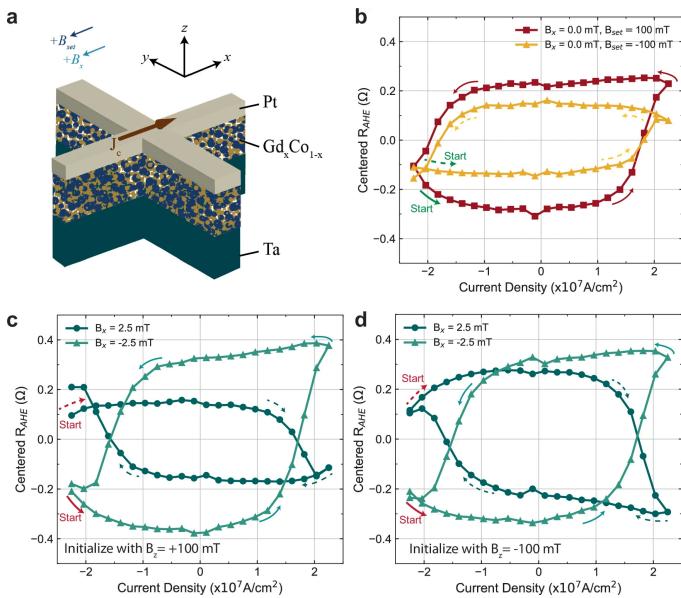
在傾斜 GdCo 異質結構中實現無外場自旋軌道力矩切換

在量化了磁各向異性傾斜角後，我們首先進行了自旋軌道力矩切換實驗，以實現無對稱破壞場的情況下在傾斜的GdCo樣品上進行SOT切換的可能性。我們在霍爾條形器件上進行了脈衝電流測量（200 μs）（見圖 3 a），使用異常霍爾效應作為電壓讀出機制來探測傾斜的GdCo磁矩的磁狀態（“方法”）。在我們施加電流脈衝之前，施加了一個大的設置場在z方向（B_{set,z}=±100 mT），以將磁矩初始化到已知狀態。磁矩初始化後，移除大的設置場。圖 3 中研究SOT切換行為的電流脈衝幅度序列從一個大負電流值（-27 mA）開始，超過臨界切換閾值，並遍歷到正臨界切換電流值（+27 mA），然後返回到負臨界切換電流值，具有滯後特性。

Fig. 3

無外場自旋軌道力矩切換在具有45°傾斜角的GdCo樣品（sample-45）中，B_x和初始磁狀態由一個大的面外磁場（B_z）設定。

a 霍爾棒裝置上切換實驗配置的示意圖。 **b** 在sample-45上無對稱破壞場的自旋軌道力矩切換，使用異常霍爾效應電阻（R_{AHE}）作為讀出。對於初始化條件B_{set,z}=100 mT和-100 mT，傾斜磁矩的明顯切換是顯而易見的，其中B_{set,z}=-100 mT的情況下ΔR_{AHE}較小。電流脈衝的開始在兩種情況下都用綠色箭頭表示（虛線表示B_{set,z}=-100 mT）。 **c** 在sample-45中，具有100 mT初始化場和B_x=±2.5 mT的傾斜GdCo磁矩的自旋軌道力矩切換。電流脈衝的開始在兩種情況下都用紅色箭頭表示（虛線表示B_x=2.5 mT）。 **d** 在sample-45中，具有-100 mT初始化場和B_x=±2.5 mT的傾斜GdCo磁矩的自旋軌道力矩切換。電流脈衝的開始在兩種情況下都用紅色箭頭表示（虛線表示B_x=2.5 mT）。



樣本-45的SOT切換曲線在無對稱破壞場的情況下顯示於Fig. 3 b。可以觀察到兩個磁態之間的切換，這證實了在大幅傾斜的GdCo磁矩中無場切換行為。除了無場切換外，ΔR_{AHE}似乎依賴於初始化方向，其中B_{set,z}=100 mT的情況下有較大的ΔR_{AHE}，而切換手性與初始化方向無關。這表明由傾斜引起的對稱破壞固定在特定方向，但傾斜的強度依賴於初始化方向。在某些B_{set,z}和B_x的組合下，ΔR_{AHE}的

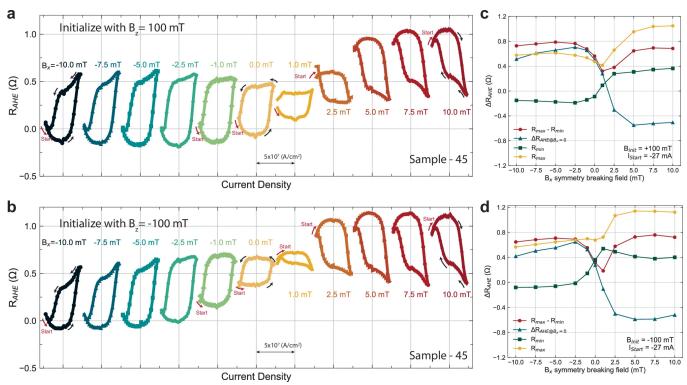
差異被放大。在Fig. 3 c和d中，切換曲線是在切換實驗中使用 ± 2.5 mT對稱破壞場獲得的，並且磁體以 $\mathbf{B}_{set,z} = \pm 100$ mT初始化。從這四條切換曲線中，我們可以確認 Gd_xCo_{100-x} 中的有效傾斜場方向為 $-\hat{x}$ ，因為在 $\mathbf{B}_x=0$ 和 $\mathbf{B}_x=-2.5$ mT的情況下，切換手性是一致的。通過比較這四條曲線，切換手性與對稱破壞場的符號一致。然而，在 $[\mathbf{B}_{z, set}, \mathbf{B}_x] = [100$ mT, 2.5 mT]的情況下（見Fig. 3 c）， ΔR_{AHE} 相比其他三條切換曲線被大幅抑制。雖然預期正的 \mathbf{B}_x 可能部分抵消傾斜，因為有效傾斜場在 $-\hat{x}$ 方向，但 $\mathbf{B}_{z, set}$ 對 ΔR_{AHE} 抑制的依賴性尚不清楚。

為了更好地理解對稱破壞場（ \mathbf{B}_x ）和初始化條件如何影響SOT切換期間的各向異性傾斜，我們對兩種初始化情況 $\mathbf{B}_{set,z} = \pm 100$ mT進行了一系列 \mathbf{B}_x 的切換實驗（見Fig. 4）。在Fig. 4中，所有 R_{AHE} 迴圈如實繪製，沒有任何居中或歸一化，因為 R_{AHE} 的直流偏移依賴於 \mathbf{B}_x 。對於由100 mT初始化的磁矩，在所有對稱破壞場中都可以清楚地看到由SOT引起的明顯切換（見Fig. 4 a）。然而，對於 $\mathbf{B}_x=1$ mT和2.5 mT（見Fig. 4 a和3 c）， ΔR_{AHE} 減少，表明部分切換。這可能是由於傾斜有效場被外部施加的面內場（ \mathbf{B}_x ）抵消。從Fig. 4 a中可以看出，傾斜有效場在1和2.5 mT之間的方向為 $-\hat{x}$ 。這進一步得到支持，因為切換手性在1 mT和2.5 mT之間發生了變化。在沒有任何各向異性傾斜的常規SOT切換框架中，當對稱破壞場的符號反轉時，切換手性會反轉。然而，在Fig. 4 a中，切換手性在穿過零對稱破壞場時並未反轉，而是在1和2.5 mT之間反轉。至於由-100 mT初始化的磁矩（見Fig. 4 b和3 d），在 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT的情況下觀察到類似的切換行為。然而，切換手性反轉的場減少到0和1 mT之間， ΔR_{AHE} 在 $\mathbf{B}_x=1$ mT時大幅減少^{21, 22}。

Fig. 4

面內對稱破壞場（ \mathbf{B}_x ）對具有45°各向異性傾斜角的GdCo磁矩的SOT切換的影響（sample-45）。

a, b 隨著對稱破壞場（ \mathbf{B}_x ）從-10 mT到10 mT的變化，SOT切換曲線。在每次切換實驗之前，初始化場（ $\mathbf{B}_{set,z}$ ）100 mT和-100 mT分別被應用以將磁矩初始化到已知狀態。c, d 提取的每個切換曲線的信息作為對稱破壞場的函數，對於 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT和-100 mT的情況分別進行。我們提取了整個切換曲線中最大和最小 R_{AHE} 的 ΔR_{AHE} ，在零電流交叉處的 R_{AHE} ，最小 R_{AHE} ，和最大 R_{AHE} 。



從 \mathbf{B}_x 依賴的切換實驗中（見Fig. 4），我們發現由於傾斜引起的有效對稱破壞場在 $-\hat{x}$ 方向在0和2.5 mT之間，並且它也依賴於初始化方向（ $\pm z$ ）。 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT產生較大的傾斜有效場。這可以在零對稱破壞場的 ΔR_{AHE} 幅度中自洽地觀察到。由於當磁態由 $-\mathbf{B}_z$ 設置時，傾斜較弱，這意味著在 $-\mathbf{B}_z$ 的情況下更難實現確定性切換。因此， $\mathbf{B}_x=0$ 的 ΔR_{AHE} 在 $\mathbf{B}_{set,z}=-100$ mT的情況下會更小。這也解釋了Fig. 3 c中 $[\mathbf{B}_x=2.5$ mT, $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT]情況下的 ΔR_{AHE} 減少。從這個實驗中還觀察到的另一個現象是切換曲線中磁態的平坦性，作為對稱破壞場的函數。無論初始化場方向如何，由正電流設置的磁態在兩種切換手性中總是沿著從正到負的電流掃描方向傾斜。這在 $\mathbf{B}_x \leq -2.5$ mT的上態和 $\mathbf{B}_x \geq 2.5$ mT的下態中可見於Fig. 4 a, 3 c。這在過去的研究中已經在具有面內交換偏置場作用於具有PMA的FM的AFM / FM雙層系統中觀察到²³。這種行為僅在一個磁態中出現而不是兩者中，可能是由於SOT中的交換彈簧效應和棘輪效應，這是一種磁態穩定性的非對稱性³⁵。除了Fig. 4 中的觀察，我們還重複了 \mathbf{B}_x 依賴的切換實驗，使用27 mA而不是-27 mA在兩種初始化情況下 ± 100 mT（補充Fig. S2）並發現了更明顯的特徵。通過從27 mA開始電流脈衝序列，我們發現對於 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT的情況，當SOT嘗試將傾斜的磁矩切換回初始狀態時， R_{AHE} 中存在一個間隙，當 $\mathbf{B}_x \geq 5$ mT時。類似的行為可以在 $\mathbf{B}_{set,z}=-100$ mT的情況下觀察到，當 $\mathbf{B}_x \leq -2.5$ mT時，而其餘的切換曲線與Fig. 4 中的情況相似。為了嘗試理解 R_{AHE} 中的這種間隙，我們進行了更深入的切換實驗。

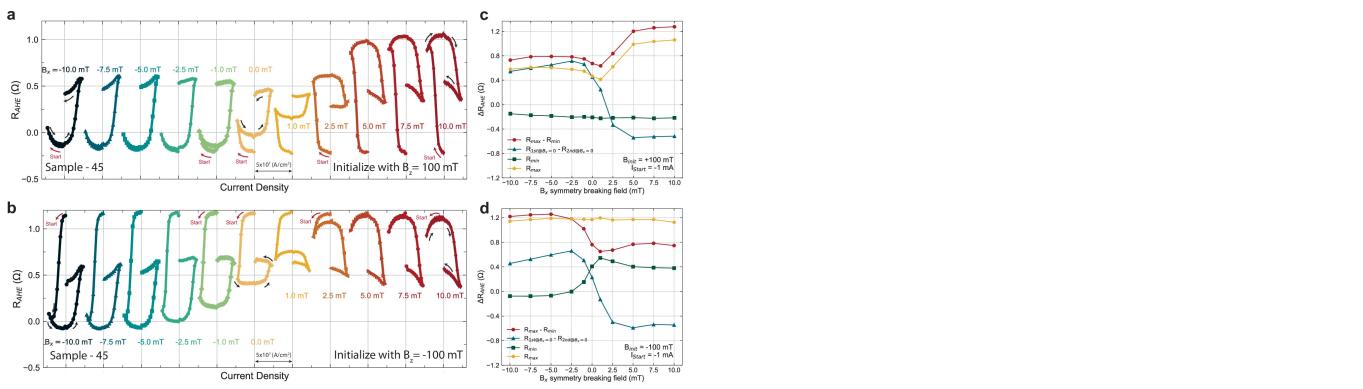
通過自旋軌道力矩在傾斜GdCo異質結構中實現可調多態和棘輪效應

SOT中的棘輪效應通過各種傳輸特徵表現為SOT切換的不對稱性。在前一節中提到，只有一個磁態是傾斜的，這總是由Fig. 4 a, b中的正電流設置的。SOT棘輪效應的另一個特徵是兩個磁態之間切換的銳度。這通常在具有較高飽和磁化的系統中更為顯著，例如IrMn/CoFeB系統，儘管如此，在 Gd_xCo_{100-x} 中仍然可以觀察到³⁵。在Fig. 4 a和b中，對於具有適當切換幅度的切換曲線（ $|\mathbf{B}_x| > 1$ mT），當使用正電流切換時，每單位電流密度增加的 ΔR_{AHE} 量較大，無論手性如何（對於 $-\mathbf{B}_x$ 從下到上狀態，對於 $+\mathbf{B}_x$ 從上到下狀態）。在傾斜的 Gd_xCo_{100-x} 中，SOT中的棘輪效應可能更為複雜，其中交換彈簧效應在面內和面外磁矩元件中都出現。由於初始化場方向影響SOT切換行為，包括有效傾斜場幅度和 \mathbf{B}_x 依賴的切換實驗中的 ΔR_{AHE} 差異，了解初始化場（ $\mathbf{B}_{set,z}$ ）設置的磁態（ R_{AHE} ）在施加大電流脈衝以切換磁矩之前是很重要的。因此，我們進行了 \mathbf{B}_x 依賴的切換實驗，起始電流很小，因此SOT可以忽略，並且可以探測初始磁態。有趣的是，大的初始設置場 $\mathbf{B}_{set,z}$ 將磁矩設置到一個SOT無法達到的狀態（見Fig. 5），並且這個初始狀態成功地初始化到相同的狀態，無論在切換實驗中施加的對稱破壞場如何。這個一致的初始狀態由恆定的 R_{AHE} 值（ R_{min} 對於 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT和 R_{max} 對於 $\mathbf{B}_{set,z}=-100$ mT）在Fig. 5 c, d中定量表徵。因此，一個額外的狀態是可見的，這種不可逆行為在單層RE-TM鐵磁合金中表現出類似於AFM/FM系統中的SOT棘輪效應^{35, 37, 41}。

Fig. 5

自旋軌道扭矩驅動的可調多磁態切換和棘輪效應，作為面內對稱破壞場 (\mathbf{B}_x) 和初始化場 ($\mathbf{B}_{set,z}$) 的函數。

a, b 自旋軌道扭矩切換曲線，隨著外部對稱破壞場 (\mathbf{B}_x) 的變化和初始化場 $\mathbf{B}_{set,z}$ 分別為 +100 mT 和 -100 mT。電流脈衝序列從小的負電流 (-1 mA) 開始，然後在負方向上移動到負臨界切換電流，然後返回到正臨界電流密度，最後停在小的正電流 (+1 mA)。**c, d** 提取每個切換曲線的信息，作為對稱破壞場的函數，對於 $\mathbf{B}_{set,z} = +100$ mT 和 -100 mT 的情況。我們提取了整個切換曲線中最大和最小 R_{AHE} 的 ΔR_{AHE} ，在零電流交叉處的 R_{AHE} 的 ΔR_{AHE} ，最小 R_{AHE} 和最大 R_{AHE} 。



在我們的研究中，可以在某些 $\mathbf{B}_{set,z}$ 和 \mathbf{B}_x 的組合中觀察到多態和SOT棘輪效應。在Fig. 5 a中，初始磁態始終設置為 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT 的最低 R_{AHE} 值約為 -0.25Ω ，跨越所有不同的 \mathbf{B}_x 依賴掃描，而在Fig. 5 b中，初始磁態也始終設置為最高的 R_{AHE} 值。在這裡，我們想指出兩個觀察，它們由切換手性區分。在第一個觀察中，我們專注於由 $\mathbf{B}_x \geq 2.5$ mT 和 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT 設置的切換曲線，以及 $\mathbf{B}_x \leq 0$ mT 和 $\mathbf{B}_{set,z}=-100$ mT (Fig. 5 a, b)。在這些情況下，電流脈衝幅度增加到SOT強的第一個臨界電流值，磁態切換到遠離初始狀態的相反方向。當達到具有相反符號的第二個臨界電流時，反向切換發生。然而，傾斜的磁矩並未切換回由大初始場設置的原始 R_{AHE} 狀態，對於Fig. 5 a中的 $\mathbf{B}_x \geq 2.5$ mT 和 Fig. 5 b 中的 $\mathbf{B}_x \leq 0$ mT 的情況。相反，SOT設置的 R_{AHE} 狀態接近整個 R_{AHE} 曲線的中點，表現出棘輪行為。

更有趣的是，這種棘輪效應存在於兩種切換手性中。對於第一個觀察，棘輪切換的定義方式是第一個臨界電流將 R_{AHE} 狀態從初始狀態切換到相反狀態，當電流幅度達到具有相反符號的第二個臨界電流時，SOT設置的 R_{AHE} 狀態不返回到由大磁場設置的初始 R_{AHE} 狀態。對於第二個觀察，我們專注於 $\mathbf{B}_x = -2.5 \sim 1$ mT 和 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT 的切換曲線，以及 $\mathbf{B}_x = 1 \sim 5$ mT 和 $\mathbf{B}_{set,z}=-100$ mT。在這種情況下，我們仍然觀察到多態，即使第一個臨界電流符號已經有利於初始磁化狀態方向。當達到第一個臨界電流時， R_{AHE} 狀態被設置為與初始 R_{AHE} 不同的值，並且一旦電流達到具有相反符號的第二個臨界電流， R_{AHE} 狀態被切換到相反的磁態。事實上，隨著對稱破壞場變得更強，由第一個臨界電流設置的中間 R_{AHE} 狀態轉移到由第二個臨界電流值設置的 R_{AHE} 狀態，多態消失。這表明中間 R_{AHE} 狀態可以由外部對稱破壞場調整。

如果我們忽略圖 5 中的初始磁狀態，中間的 R_{AHE} 基本上是圖 4 中 $\mathbf{B}_{set,z}=100$ mT (-100 mT) 情況下的底部 (頂部) 狀態。為了便於比較，將在相同對稱破壞場和初始化場下，不同起始電流值獲得的切換曲線疊加繪製在補充圖 S3 中。通過計算圖 5 中 $[\mathbf{B}_x, \mathbf{B}_{set,z}] = [7.5 \text{ mT}, 100 \text{ mT}]$ 和 $[-7.5 \text{ mT}, -100 \text{ mT}]$ 的 ΔR_{AHE} ，我們分別得到 $\Delta R_{AHE} = 1.26$ 和 1.25Ω (見圖 5 c和d)。如果我們進一步將這些值與零場下的 ΔR_{AHE} (1.064Ω) 進行比較，該值是通過將 z 方向的AHE場掃描滯後回線乘以 $\sqrt{2}$ 得到的，因為它是由鎖相放大器檢測的 (見圖 3 b和方法)，我們發現非常相似的值。這表明SOT要麼完全切換，要麼非常接近完全切換了由大 $\mathbf{B}_{set,z}$ 設置的初始狀態到相反狀態，導致 ΔR_{AHE} 接近於場掃描獲得的 ΔR_{AHE} ，其中磁矩在 z 方向上完全飽和。然而，當磁矩切換回來時，只能獲得部分切換，從而在圖 5 中出現中間狀態，從而產生棘輪效應。這一現象表明，由於傾斜，存在固定的有效場，無論是在平面內還是平面外。圖 5 中不同 $[\mathbf{B}_x, \mathbf{B}_{set,z}]$ 條件下 R_{AHE} 的變化是由於傾斜的GdCo磁矩的平面內和平面外分量都被SOT操控，並且兩個分量的切換動態相互影響，可能是由於交換彈簧效應。為了完整性和可重複性，條件 $[I_{start} = 1 \text{ mA}, \mathbf{B}_{set,z} = 100 \text{ mT}]$ 和 $[I_{start} = 1 \text{ mA}, \mathbf{B}_{set,z} = -100 \text{ mT}]$ 的對稱破壞場依賴切換曲線顯示在補充圖 S4 中，結果與圖 5 中的情況一致且對稱。

不同傾斜角對 GdCo 異質結構中自旋軌道力矩切換的影響

從樣品-45的SOT切換結果可以看出，強磁各向異性傾斜可以導致不同的切換現象，如棘輪效應、無場切換和多態切換。在此，我們進一步探討傾斜角對各種切換現象的影響。從我們的樣品製備中，即使在相同的濺射參數下，單次共濺射沉積的GdCo也可以導致不同的傾斜角，儘管接近補償點。我們發現的另外兩個具有不同傾斜角的樣品顯示在圖 6 (56.25) 和圖 7 (13.5) 中。樣品-56具有更大的飽和磁化強度 (圖 6 a)，且傾斜角 (56.25) 更接近平面內 (圖 6 c)。對於樣品-56，磁測數據中的雙相切換較弱但仍可觀察到，尤其是在OOP方向 (圖 6 a)。儘管各向異性更接近平面內，因此方形度較小 (M_r / M_s)，場掃描AHE曲線仍然顯示出明顯的滯後 (圖 6 b)。然而，SOT切換曲線並未顯示出強烈的雙態切換，而是觀察到一個隨電流幅度變化的非常緩慢的切換曲線 (圖 6 d和e)。這主要是由於樣品-56的弱PMA，因為磁狀態的讀出是通過異常霍爾效應進行的。有趣的是，在兩種不同的切換條件 $[\mathbf{B}_z, set = -100 \text{ mT}, \mathbf{B}_x = \pm 2.5 \text{ mT}]$ 中， ΔR_{AHE} 在 $[\mathbf{B}_x = +2.5 \text{ mT}]$ 的情況下被高度抑制，但在 $[\mathbf{B}_x = -2.5 \text{ mT}]$ 的情況下大幅增強 (圖 6 d)。這與樣品-45 (圖 3 c) 相似，其中 ΔR_{AHE} 在 $[\mathbf{B}_z, set = 100 \text{ mT}, \mathbf{B}_x = 2.5 \text{ mT}]$ 的情況下被抑制，但隨著較大傾斜角 (樣品-56)， \mathbf{B}_x 相反符號之間的差異增強。對於樣品-56中 $[\mathbf{B}_z, set = 100 \text{ mT}, \mathbf{B}_x = \pm 2.5 \text{ mT}]$ 的情況， ΔR_{AHE} 無論對稱破壞場如何都具有可比性，並且手性相應地切換，這與樣品-45中 $[\mathbf{B}_z, set = -100 \text{ mT}, \mathbf{B}_x = \pm 2.5 \text{ mT}]$ 的情況相同 (圖 3 d)。

Fig. 6

磁性傾斜角為 56 度的傾斜 GdCo 磁矩的自旋軌道扭矩切換 (樣品-56)。

a 樣品-56 的薄膜磁力計測量 (磁化 - 施加磁場), 通過振動樣品磁力計在面內和面外方向上測量。**b** 角度依賴的異常霍爾效應測量和對超過矯頑場區域數據的線性擬合以獲得斜率。**c** 矯頑場區域的斜率作為場角的函數。最小斜率位於距 z -軸 56.25° 。**d, e** 自旋軌道扭矩切換曲線, 起始電流值為 -27 mA。四種不同的切換曲線是通過四種不同的初始化場 (± 100 mT) 和對稱破壞場 (± 2.5 mT) 的組合獲得的。**f** 自旋軌道扭矩切換曲線, 起始電流值為 -27 mA, 無對稱破壞場。兩條曲線顯示了初始化方向的依賴性。**g** 自旋軌道扭矩切換曲線, 隨著外部對稱破壞場 (\mathbf{B}_x) 的變化和初始化場 $\mathbf{B}_{set,z}$ 為 100 mT。電流脈衝序列從小的正電流 (1 mA) 開始, 然後在正方向上移動到正臨界切換電流, 然後返回到負臨界電流密度, 最後停在正臨界電流。棘輪效應在零對稱破壞場時顯著放大。其他組合 [$I_{start} = \pm 1$ mA, $\mathbf{B}_{set,z} = \pm 100$ mT] 的對稱破壞場依賴的自旋軌道扭矩切換曲線和棘輪效應顯示在 Fig S5。**h** 提取每個切換曲線的信息, 作為對稱破壞場的函數, 對於 $\mathbf{B}_{set,z} = 100$ mT 的情況。我們提取了整個切換曲線中最大和最小 R_{AHE} 的 ΔR_{AHE} , 在零電流交叉處的 R_{AHE} 的 ΔR_{AHE} , 最小 R_{AHE} 和最大 R_{AHE} 。

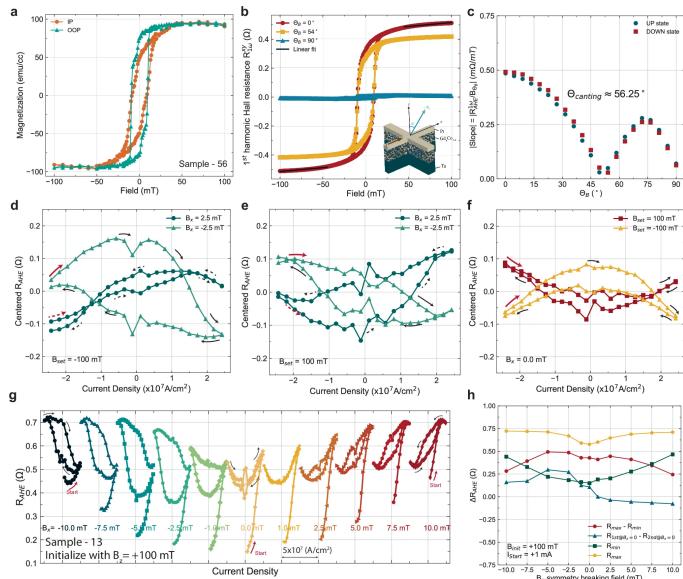
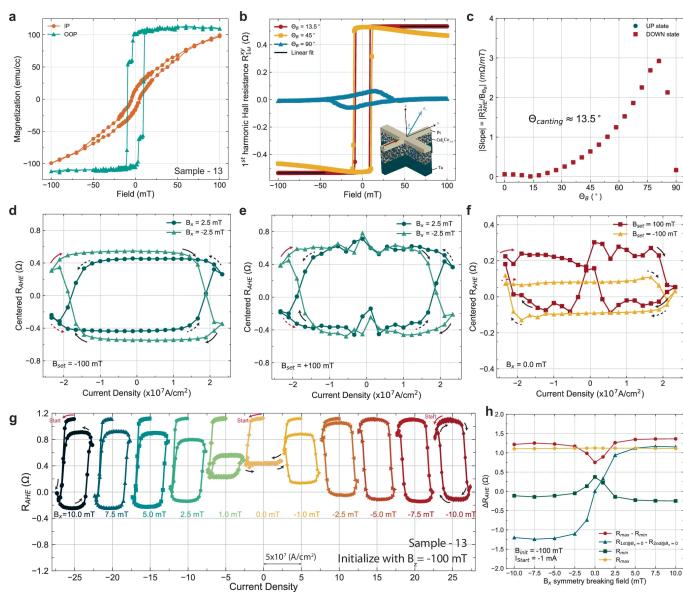


Fig. 7

磁性傾斜角為 13 度的傾斜 GdCo 磁矩的自旋軌道扭矩切換 (樣品-13)。

a 樣品-13 的薄膜磁力計測量 (磁化-施加磁場), 通過振動樣品磁力計在面內和面外方向上測量。**b** 角度依賴的異常霍爾效應測量和對超過矯頑場區域數據的線性擬合以獲得斜率。**c** 矯頑場區域的斜率作為場角的函數, 從角度依賴的異常霍爾測量中獲得。最小斜率位於距 z -軸 13.5° 。**d, e** 自旋軌道扭矩切換曲線, 起始電流值為 -28 mA。四種不同的切換曲線是通過四種不同的初始化場 (± 100 mT) 和對稱破壞場 (± 2.5 mT) 的組合獲得的。**f** 自旋軌道扭矩切換曲線, 起始電流值為 -27 mA, 無對稱破壞場。兩條曲線顯示了初始化方向的依賴性。**g** 自旋軌道扭矩切換曲線, 隨著外部對稱破壞場 (\mathbf{B}_x) 的變化和初始化場 $\mathbf{B}_{set,z}$ 為 -100 mT。電流脈衝序列從小的負電流 (-1 mA) 開始, 然後在負方向上移動到負臨界切換電流, 然後返回到正臨界電流密度, 最後停在負臨界電流。棘輪效應在零對稱破壞場時顯著放大。其他組合 [$I_{start} = \pm 1$ mA, $\mathbf{B}_{set,z} = \pm 100$ mT] 的對稱破壞場依賴的自旋軌道扭矩切換曲線和棘輪效應顯示在 Supplementary Fig S6。**h** 提取每個切換曲線的信息, 作為對稱破壞場的函數, 對於 $\mathbf{B}_{set,z} = 100$ mT 的情況。我們提取了整個切換曲線中最大和最小 R_{AHE} 的 ΔR_{AHE} , 在零電流交叉處的 R_{AHE} 的 ΔR_{AHE} , 最小 R_{AHE} 和最大 R_{AHE} 。



雖然預期在樣品-56中, 由於弱PMA, 在沒有對稱破壞場的情況下可以觀察到非常小的磁切換, 但在零對稱破壞場下仍然觀察到非零滯後 (圖 6 f)。此外, 無論初始化場如何, 切換手性都是固定的 (圖 6 f), 這也類似於樣品-45中的零場切換結果 (圖 3 b)。兩個切換曲線中曲率的相反符號 (圖 6 f) 很可能是由於IP磁矩由相反的垂直場初始化。在這裡, 我們還觀察到在 $\mathbf{B}_x = 1$ mT時的最小滯後開口, 這表明傾斜有效場接近 1 mT, 並且切換手性在穿過 $\mathbf{B}_x = 1$ mT時發生變化。接下來, 我們研究傾斜角如何影響多態切換和棘輪效應。顯然, 棘輪效應在所有

不同 \mathbf{B}_x 的切換曲線中持續存在（圖 6 g），與樣品-45的主要區別在於初始磁狀態 (R_{AHE}) 不再在樣品-56中的不同對稱破壞場下保持不變（圖 5）。事實上，初始狀態 R_{min} （圖 6 h）對 $\mathbf{B}_x=0$ 是對稱的。至於棘輪效應，很明顯，一旦SOT將磁矩切換到另一個方向，反向SOT符號不會將磁矩切換回其初始狀態 R_{min} （圖 6 g）。不同電流迴路遍歷方向和初始化方向的完整 \mathbf{B}_x 依賴切換曲線顯示在補充圖 S5 中。由於樣品-56中的弱PMA，所有切換曲線集 ($[\mathbf{B}_{z, set}, \mathbf{B}_x]$)中的有效傾斜場都較小（介於0~1 mT之間）。

接下來，我們研究更弱的傾斜對切換現象的影響。從OOP方向的磁測量中可以獲得強PMA和明顯的交換彈簧行為，這是單次共濺射GdCo的組成接近磁補償的樣品-13（圖 7 a）。從角度依賴的AHE場掃描測量中（圖 7 b, c），傾斜角接近13°。當磁矩由 $\mathbf{B}_{z, set}=-100$ mT初始化時，兩個 $\mathbf{B}_x=\pm 2.5$ mT切換曲線之間的 ΔR_{AHE} 差異是可觀察的，但比樣品-45（圖 3 b）和樣品-56（圖 6 d）小得多。至於另一個初始化情況 ($\mathbf{B}_{z, set}=100$ mT)，兩個 $\mathbf{B}_x=\pm 2.5$ mT切換曲線之間的 ΔR_{AHE} 相同，並且它們的手性相應地表現出預期的行為（圖 7 e）。由於較弱的傾斜和強PMA，在零對稱破壞場下觀察到的切換最小（圖 7 f），並且切換手性再次固定。儘管傾斜較弱，但在不同對稱破壞場切換迴路中仍可觀察到明顯的SOT棘輪效應（圖 7 g）。然而，由於強PMA和弱傾斜，切換曲線和多態行為在不同平面內對稱破壞場下的可調性較差。例如，在樣品-45中，作為平面內場 (\mathbf{B}_x) 的函數，切換曲線位於 R_{AHE} 範圍0到0.5 Ω之間，對於 $\mathbf{B}_x=-10$ mT，隨著 \mathbf{B}_x 增加，切換曲線在 R_{AHE} 值上升，最終在 $\mathbf{B}_x=10$ mT時位於0.5到1.2 Ω之間。這可以通過圖 4 d中的 R_{min} 和 R_{max} （圖 4 b）來表徵。這不是樣品-13的情況，其中切換曲線從 $\mathbf{B}_x=-10$ mT到10 mT的上升不超過0.125 Ω（圖 7 g），並由圖 6 h中的 R_{min} 表徵。為了完整性，顯示在補充圖 S6 中的不同 $\mathbf{B}_{z, set}$ 和不同電流起始值的 \mathbf{B}_x 依賴切換曲線。所有切換曲線中都可以觀察到明顯的棘輪效應。

由於IP磁化對於無場切換、多態和棘輪效應等觀察至關重要，我們進行了一個簡單的 \mathbf{B}_y IP場依賴的SOT切換實驗，以確定IP磁化是否有很大一部分沿著 y 方向，這與電流方向垂直。根據Kong等人的說法，如果IP磁化沿著與電流方向垂直的方向，則無論施加的橫向 (\mathbf{B}_y) IP場如何，都可以觀察到強SOT切換。然而，這並不是我們系統的情況，因為隨著 \mathbf{B}_y 增加，觀察到的SOT切換雖然很小但非零（補充圖 S8）。這表明大多數IP磁化沿著電流 (x) 方向，並且略微向 y 方向傾斜。我們還研究了樣品-13中記憶電阻行為的可能性，因為強PMA可以導致更容易觀察到的SOT切換迴路和 R_{AHE} 值變化。由於OOP方向的強交換彈簧效應和小傾斜，樣品-13中的GdCo作為AFM/FM的等效系統，具有來自交換偏置的小傾斜和來自釘扎界面AFM磁矩和FM磁矩之間耦合的交換彈簧行為。確實，在樣品-13中可以觀察到記憶電阻行為，並且需要一個小的對稱破壞場來協助完全切換（補充圖 S7）。此外，由不同 I_{max} 值達到的 R_{AHE} 狀態之間的間距可以通過對稱破壞場強度進行調整^{42, 23, 34}。

討論

我們的結果顯示，通過在鐵磁性 $Gd_x Co_{100-x}$ 中設計適當的各向異性誘導傾斜，可以實現非常規的自旋軌道轉矩 (SOT) 切換行為，包括多態、記憶電阻、無場和棘輪SOT切換。除了傾斜之外，每個磁各向異性方向 (IP和OOP) 中硬磁相和軟磁相的存在顯示出交換彈簧系統的特徵。同時，SOT切換中的棘輪效應進一步確認了交換彈簧系統。這種多態和棘輪效應的可調性高度依賴於磁各向異性的傾斜。傾斜角約為45度是實現可調多態 (R_{AHE}) 和大 ΔR_{AHE} 的理想系統，正如本研究所示。棘輪SOT效應在所有傾斜角度中都被觀察到，並且無論對稱破壞場或初始化方向如何都存在。這些多樣的SOT切換效應可用於神經形態計算、多態磁記憶和高效磁記憶等應用^{43, 44}。

方法

樣品準備和器件製作

薄膜Ta/GdCo/Pt異質結構在室溫下通過磁控濺射沉積。具體而言，GdCo層通過在一次操作中共同濺射Gd和Co元素靶材以固定校準功率沉積。Co功率固定為60 W，而Gd功率在20到30 W之間變化以獲得不同濃度。在生長過程中不會暫停或改變Gd和Co的濺射功率。異質結構沉積在100 nm熱氧化矽基板上。所有三個樣品的堆疊設計為Si基板/SiO₂ (100 nm)/Ta (8 nm)/Gd_xCo_{100-x} (10 nm)/Pt (2 nm)。每個Gd_xCo_{100-x} 樣品的濃度顯示在表格 1。霍爾條形器件通過標準光刻和離子銑削製作。器件的金屬接觸通過電子束蒸發Ti (5 nm)/Au (80 nm)的剝離工藝製作。

氧等離子體處理和擴散以誘導磁傾斜

氧等離子體處理在伯克利納米製造設施的Technics C等離子體蝕刻系統中進行，參數包括50 W射頻功率、180 mTorr氧氣和50 °C夾具。在室溫和大氣壓下進行氧氣擴散。更多解釋見補充說明 2。

磁測量和異常霍爾測量

薄膜磁力計測量在室溫下使用Lakeshore 7400系列振動樣品磁力計在平面內和平面外方向進行。磁力計結果的分析通過減去矽基板的抗磁信號並將曲線的直流偏移調整為零時刻來完成。矽的抗磁信號通過在飽和區域擬合一條直線獲得。磁化強度通過將測量的時刻除以薄膜GdCo的體積計算得出。

角度依賴的異常霍爾場掃描測量在室溫下使用自製設備進行，該設備由Amtek 7270鎖相放大器、Keithley 6221交流電流源、Lakeshore 475 高斯計和由kepcos電源驅動的GMW 5403電磁鐵組成，可產生高達330 mT的雙極磁場。磁場以滯後曲線施加，交流電流固定在小值 (500 μA)，因此自旋軌道轉矩對磁化的影響最小。電流方向固定在 x 方向，磁場方向從 z 方向開始為0度，轉向 x 方向為90度，即平面內方向。角度依賴的異常霍爾場掃描測量的分析涉及在兩個磁狀態（向上和向下）中擬合一個線性函數到超過矯頑場的數據區域。通過提取此類線性函數的斜率，我們可以比較我們的Gd_xCo_{100-x} 磁性器件中的易軸角度。

脈衝 IV 切換測量

脈衝I-V切換測量使用自製設備進行，包括Keithley 6221交流電流源、Keithley 2182a納伏計、GMW 5403電磁鐵、Lakeshore 475高斯計和帶有電接觸的定制旋轉探針芯片載體。Keithley 6221和2182a在脈衝-Δ模式下連接，以同時進行電流源和電壓測量。所有切換測量均在200 μ s脈衝寬度和60 μ s源延遲下進行。每個脈衝切換曲線都是在應用 $\pm z$ 方向的100 mT重置磁場後獲得的。在施加大設置場後，移除該場，並將樣品旋轉回與磁場應用方向（ x 方向）一致的平面內配置。平面內對稱破壞場在整個脈衝I-V序列中設置並保持。電壓在橫向方向上利用異常霍爾效應測量以讀取磁狀態。SOT脈衝I-V測量在6 μ m寬和40 μ m長的霍爾條形器件上進行。霍爾條形器件的霍爾電壓臂寬2.5 μ m，長14 μ m。

致謝

本工作主要由美國能源部科學辦公室基礎能源科學辦公室材料科學與工程部門在非平衡磁性計劃（MSMAG）下的合同號DE-AC02-05-CH11231支持。此工作部分由ASCENT中心支持，該中心是由DARPA和SRC共同支持的JUMP計劃中的六個中心之一。此外，感謝NSF E3S中心的支持。此工作部分在加州大學伯克利分校的伯克利Marvell納米製造實驗室進行，並感謝他們的研究支持。

參考文獻

1. S Salahuddin K Ni S Datta The era of hyper-scaling in electronics *Nature Electronics* 2018 1 442 450 10.1038/s41928-018-0117-x
2. B Dieny Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry *Nature Electronics* 2020 3 446 459 10.1038/s41928-020-0461-5
3. W Han S Maekawa X-C Xie Spin current as a probe of quantum materials *Nature Materials* 2020 19 139 152 2020NatMa..19..139H 31451780 10.1038/s41563-019-0456-7 1:Cas:528:DC%2BC1MXhs1Gisr3J
4. F Trier Oxide spin-orbitronics: spin-charge interconversion and topological spin textures *Nature Reviews Materials* 2022 7 258 274 2022NatRM...7..258T 10.1038/s41578-021-00395-9
5. H Tsai Electrical manipulation of a topological antiferromagnetic state *Nature* 2020 580 608 613 2020Natur.580..608T 32350469 10.1038/s41586-020-2211-2 1:Cas:528:DC%2BB3cXnsFSnur8%3D
6. P Noël Non-volatile electric control of spin-charge conversion in a SrTiO₃ Rashba system *Nature* 2020 580 483 486 2020Natur.580..483N 32322081 10.1038/s41586-020-2197-9
7. Z Luo Current-driven magnetic domain-wall logic *Nature* 2020 579 214 218 2020Natur.579..214L 32161383 10.1038/s41586-020-2061-y 1:Cas:528:DC%2BB3cXkslGksb0%3D
8. S Gao Fractional antiferromagnetic skyrmion lattice induced by anisotropic couplings *Nature* 2020 586 37 41 2020Natur.586...37G 32968283 10.1038/s41586-020-2716-8 1:Cas:528:DC%2BB3cXhvFWmurrE
9. H Jani Antiferromagnetic half-skyrmions and bimerons at room temperature *Nature* 2021 590 74 79 33536652 10.1038/s41586-021-03219-6 1:Cas:528:DC%2BB3MXjt1SjtLk%3D
10. L Caretta Relativistic kinematics of a magnetic soliton *Science* 2020 370 1438 1442 2020Sci...370.1438C 4269290 33335059 10.1126/science.aba5555 1:Cas:528:DC%2BB3cXis1KksLrp
11. Y Wang Magnetization switching by magnon-mediated spin torque through an antiferromagnetic insulator *Science* 2019 366 1125 1128 2019Sci...366.1125W 31780558 10.1126/science.aav8076 1:Cas:528:DC%2BC1MXitlWisrrM
12. SK Kim Ferrimagnetic spintronics *Nat. Mater.* 2022 21 24 34 2022NatMa..21..24K 34949868 10.1038/s41563-021-01139-4 1:Cas:528:DC%2BB3MXivVansL7P
13. ML Néel Propriétés magnétiques des ferrites ; ferrimagnétisme et antiferromagnétisme *Ann. De Phys.* 1948 12 137 198 1948AnPh..12..137N 10.1051/anphys/194812030137
14. P Chaudhari JJ Cuomo RJ Gambino Amorphous metallic films for bubble domain applications *IBM J. Res. Dev.* 1973 17 66 68 10.1147/rd.171.0066 1:Cas:528:DyaE3sXht12rsb8%3D
15. D-H Kim Bulk Dzyaloshinskii-Moriya interaction in amorphous ferrimagnetic alloys *Nat. Mater.* 2019 18 685 690 2019NatMa..18..685K 31133731 10.1038/s41563-019-0380-x 1:Cas:528:DC%2BC1MXhtVCiu7bj
16. L Caretta Fast current-driven domain walls and small skyrmions in a compensated ferrimagnet *Nat. Nanotechnol.* 2018 13 1154 1160 2018NatNa..13.1154C 30224795 10.1038/s41565-018-0255-3 1:Cas:528:DC%2BC1cXhslejtLfP
17. N Roschewsky C-H Lambert S Salahuddin Spin-orbit torque switching of ultralarge-thickness ferrimagnetic GdFeCo *Phys. Rev. B* 2017 96 064406 2017PhRvB..96f4406R 10.1103/PhysRevB.96.064406
18. CD Stanciu All-optical magnetic recording with circularly polarized light *Phys. Rev. Lett.* 2007 99 047601 2007PhRvL..99d7601S 17678404 10.1103/PhysRevLett.99.047601 1:STN:280:DC%2BD2svmtFGjsA%3D%3D
19. A Brunsch J Schneider Perpendicular magnetic anisotropy in evaporated amorphous GdCo films *J. Appl. Phys.* 1977 48 2641 2643 1977JAP...48.2641B 10.1063/1.323955 1:Cas:528:DyaE2sXksVOgt7g%3D
20. RC Taylor A Gangulee Magnetization and magnetic anisotropy in evaporated GdCo amorphous films *J. Appl. Phys.* 1976 47 4666 4668 1976JAP....47.4666T 10.1063/1.322397 1:Cas:528:DyaE28XlvVGqsrc%3D
21. G Yu Switching of perpendicular magnetization by spin-orbit torques in the absence of external magnetic fields *Nat. Nanotechnol.* 2014 9 548 554 2014NatNa...9..548Y 24813694 10.1038/nnano.2014.94 1:Cas:528:DC%2BC2cXnsIGksrY%3D
22. L You Switching of perpendicularly polarized nanomagnets with spin orbit torque without an external magnetic field by engineering a tilted anisotropy *Proc. Nat Acad. Sci. USA* 2015 112 10310 10315 2015PNAS..11210310Y 26240358 4547225 10.1073/pnas.1507474112 1:Cas:528:DC%2BC2MXht1ygt7nK
23. S Fukami C Zhang S Duttagupta A Kurenkov H Ohno Magnetization switching by spin-orbit torque in an antiferromagnet-ferromagnet bilayer system *Nat. Mater.* 2016 15 535 541 2016NatMa..15..535F 26878314 10.1038/nmat4566

- 1:Cas:528:DC%2BC28XisIOrsbo%3D
- 24. F Hellman EM Gyorgy Growth-induced magnetic anisotropy in amorphous Tb-Fe Phys. Rev. Lett. 1992 68 1391 1394 1992PhRvL..68.1391H 10046154 10.1103/PhysRevLett.68.1391 1:Cas:528:DyaK38XhvVKhs7s%3D
 - 25. VG Harris KD Aylesworth BN Das WT Elam NC Koon Structural origins of magnetic anisotropy in sputtered amorphous Tb-Fe films Phys. Rev. Lett. 1992 69 1939 1942 1992PhRvL..69.1939H 10046355 10.1103/PhysRevLett.69.1939 1:Cas:528:DyaK38Xmt1Crtbk%3D
 - 26. H Kim Field-free switching of magnetization by tilting the perpendicular magnetic anisotropy of gd/co multilayers Adv. Funct. Mater. 2022 32 2112561 10.1002/adfm.202112561 1:Cas:528:DC%2BB38Xms1Ols7g%3D
 - 27. X Ren Field-free switching of magnetization induced by spin-orbit torque in pt/cogd/pt thin film Appl. Phys. Lett. 2022 120 252403 2022ApPhL.120y2403R 10.1063/5.0092513 1:Cas:528:DC%2BB38XhsIWsr7N
 - 28. H Wu Chiral symmetry breaking for deterministic switching of perpendicular magnetization by spin-orbit torque Nano Lett. 2021 21 515 521 2021NanoL..21..515W 33338380 10.1021/acs.nanolett.0c03972 1:Cas:528:DC%2BB3cXis1aitLbM
 - 29. Z Zheng Field-free spin-orbit torque-induced switching of perpendicular magnetization in a ferrimagnetic layer with a vertical composition gradient Nat. Commun. 2021 12 2021NatCo..12.4555Z 34315883 8316453 10.1038/s41467-021-24854-7 1:Cas:528:DC%2BB3MXhslylu73O 4555
 - 30. YW Oh Field-free switching of perpendicular magnetization through spin-orbit torque in antiferromagnet/ferromagnet/oxide structures Nat. Nanotechnol. 2016 11 878 884 2016NatNa..11..878O 27428279 11279531 10.1038/nnano.2016.109 1:Cas:528:DC%2BC28Xht1ygs73F
 - 31. A van den Brink Field-free magnetization reversal by spin-hall effect and exchange bias Nat. Commun. 2016 7 26940861 5411711 10.1038/ncomms10854 10854
 - 32. P-H Lin Manipulating exchange bias by spin-orbit torque Nat. Mater. 2019 18 335 341 2019NatMa..18..335L 30778228 10.1038/s41563-019-0289-4 1:Cas:528:DC%2BC1MXmsVyltbk%3D
 - 33. S Peng Exchange bias switching in an antiferromagnet/ferromagnet bilayer driven by spin-orbit torque Nat. Electron. 2020 3 757 764 10.1038/s41928-020-00504-6 1:Cas:528:DC%2BB3cXisVGhsr%2FL
 - 34. J Yun Tailoring multilevel-stable remanence states in exchange-biased system through spin-orbit torque Adv. Funct. Mater. 2020 30 1909092 10.1002/adfm.201909092 1:Cas:528:DC%2BB3cXjt12gsbY%3D
 - 35. YH Huang A spin-orbit torque ratchet at ferromagnet/antiferromagnet interface via exchange spring Adv. Funct. Mater. 2022 32 1 8
 - 36. X Chen Electric field control of néel spin-orbit torque in an antiferromagnet Nat. Mater. 2019 18 931 935 2019NatMa..18..931C 31285619 10.1038/s41563-019-0424-2 1:Cas:528:DC%2BC1MXhtlChtr7E
 - 37. O Gomonay M Kläui J Sinova Manipulating antiferromagnets with magnetic fields: Ratchet motion of multiple domain walls induced by asymmetric field pulses Appl. Phys. Lett. 2016 109 142404 2016ApPhL.109n2404G 10.1063/1.4964272
 - 38. S Joo RS Alemayehu J-G Choi B-G Park G-M Choi Magnetic anisotropy and damping constant of ferrimagnetic GdCo alloy near compensation point Materials 2021 14 2604 2021Mate...14.2604J 34067665 8157149 10.3390/ma14102604 1:Cas:528:DC%2BB3MXisVyitbfL
 - 39. A Ceballos M Charilaou M Molina-Ruiz F Hellman Coexistence of soft and hard magnetic phases in single layer amorphous Tb-Co thin films J. Appl. Phys. 2022 131 33901 10.1063/5.0074314 1:Cas:528:DC%2BB38Xhsleru7w%3D
 - 40. M Song Spin-orbit torque-driven magnetic switching of Co/Pt-CoFeB exchange spring ferromagnets IEEE Trans. Magn. 2019 55 1 4
 - 41. S Vélez Current-driven dynamics and ratchet effect of skyrmion bubbles in a ferrimagnetic insulator Nat. Nanotechnol. 2022 17 834 841 2022NatNa..17..834V 35788187 10.1038/s41565-022-01144-x
 - 42. WJ Kong Spin-orbit torque switching in a T-type magnetic configuration with current orthogonal to easy axes Nat. Commun. 2019 10 1 7 2019NatCo..10....1K 10.1038/s41467-018-08181-y
 - 43. S Liu Controllable reset behavior in domain wall-magnetic tunnel junction artificial neurons for task-adaptable computation IEEE Magn. Lett. 2021 12 1 5 10.1109/LMAG.2021.3069666
 - 44. J Zhou Spin-orbit torque-induced domain nucleation for neuromorphic computing Adv. Mater. 2021 33 1 8 10.1002/adma.202103672