

Spins in Formation

Das Vektorfeld, in dem sich Spinwellen ausbreiten, kann diesen interessante Eigenschaften aufprägen.

Helmut Schultheiß

Spinwellen sind kollektive Anregungen magnetischer Momente eines Festkörpers. Lokal lassen sie sich durch ein Drehen der Magnetisierung auf sehr kleinen Längenskalen lenken. Damit ist es möglich, den Fluss von Spinwellen gezielt zu steuern. Dieser Vorgang könnte in der Informationstechnologie als Logikbaustein Anwendung finden.

Wellen begegnen uns als Wasserwellen und Schall, die sich in einem Medium ausbreiten, aber auch als Licht und Gravitationswellen, die selbst im Vakuum Energie transportieren. Bei Spinwellen breitet sich eine Störung in Form von präzedierenden magnetischen Momenten durch einen Festkörper mit magnetischer Ordnung aus. Damit sind Spinwellen etwas Besonderes, denn sie bewegen sich in einem Medium, das selbst ein Vektorfeld ist. Dieses ist aus den einzelnen magnetischen Momenten im Festkörper aufgebaut, die einem speziellen Bewegungsgesetz gehorchen, das wiederum den Transporteigenschaften von Spinwellen eine besondere Anisotropie aufprägt. Diese Eigenschaft macht Spinwellen nicht nur grundlagenphysikalisch interessant, sondern hat mit der Vision, Spinwellen als Informationsträger in der Datenverarbeitung zu nutzen, auch das Forschungsgebiet der Magnonik begründet [1, 2].

Was bedeutet nun ein Vektorfeld als Medium für eine Welle? Und was genau ist dieses spezielle Bewegungsgesetz? Ein einzelnes magnetisches Moment \vec{m} möchte typischerweise in Richtung des Magnetfeldes \vec{H} zeigen – ähnlich einer Kompassnadel. Wird \vec{m} aus dieser Ruhelage ausgelenkt, so reagiert es wie ein mechanischer Kreisel, wenn dessen Rotationsachse nicht mehr parallel zur Gravitationskraft liegt: \vec{m} präzediert, denn mit dem magnetischen Moment eines Elektrons ist auch ein Drehimpuls verknüpft. Die daraus resultierende Dynamik haben Landau und Lifshitz in der nach ihnen benannten Gleichung beschrieben: $d\vec{m}/dt = -\gamma(\vec{m} \times \vec{H})$, wobei γ das gyromagnetische Verhältnis ist. Ein einzelnes magnetisches Moment präzediert somit auf einer Kreisbahn (Abb. 1a). Komplizierter wird es, wenn viele magnetische Momente im Festkörperverbund angeordnet sind, da sie dann über verschiedene Mechanismen miteinander wechselwirken. Um die Ausbreitung von Spinwellen zu verstehen, beschränken wir uns auf die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung.

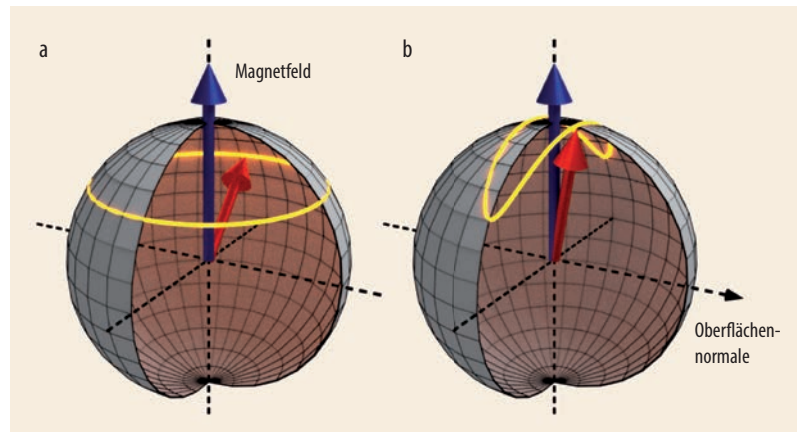


Abb. 1 Die Dynamik magnetischer Momente (rote Pfeile) entspricht der Präzessionsbewegung eines mechanischen Kreisels. Anstelle der Gravitationskraft wirkt ein effektives Magnetfeld (blau). Für ein isoliertes magne-

tisches Moment ist die Trajektorie ein Kreis (a, gelb). In Mikro- und Nanostrukturen entstehen elliptische Trajektorien (b, gelb), da Komponenten der Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche magnetische Streufelder verursachen.

In einem unendlich ausgedehnten Ferromagneten, bei dem alle magnetischen Momente in dieselbe Richtung zeigen, löschen sich die resultierenden magnetischen Dipolfelder überall gegenseitig aus. Dies ändert sich insbesondere bei Mikro- und Nanostrukturen wie einem dünnen, ferromagnetischen Film, der in der Filmebene magnetisiert ist. Wird die Magnetisierung \vec{M} durch eine Störung zur Präzession angeregt, erhält sie eine Richtungskomponente parallel zur Oberflächennormale. Dadurch entstehen magnetische Oberflächenladungen, die ein Streufeld außerhalb der Struktur erzeugen und damit Energie kosten. Diese Energie lässt sich zwar minimieren, indem die Magnetisierung eine elliptische Trajektorie vollzieht (Abb. 1b), aber prin-

KOMPAKT

- Durch die Kreiselnatur der Dynamik magnetischer Momente entstehen in Mikro- und Nanostrukturen magnetische Oberflächen- und Volumenladungen.
- Bei Spinwellen hängen Dichte und räumliche Verteilung dieser magnetischen Ladungen von der Ausbreitungsrichtung der Welle in Bezug auf die Ruhelage der Magnetisierung ab. Das führt zu einer starken Anisotropie der Welleneigenschaften.
- Mit dieser Anisotropie lassen sich Spinwellen aktiv durch ein gezieltes Drehen der Magnetisierung oder passiv durch Spintexturen lenken.

Dr. Helmut Schultheiß, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstr. 400, 01328 Dresden – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Walter-Schottky-Preises 2017 auf der Frühjahrstagung der DPG in Dresden

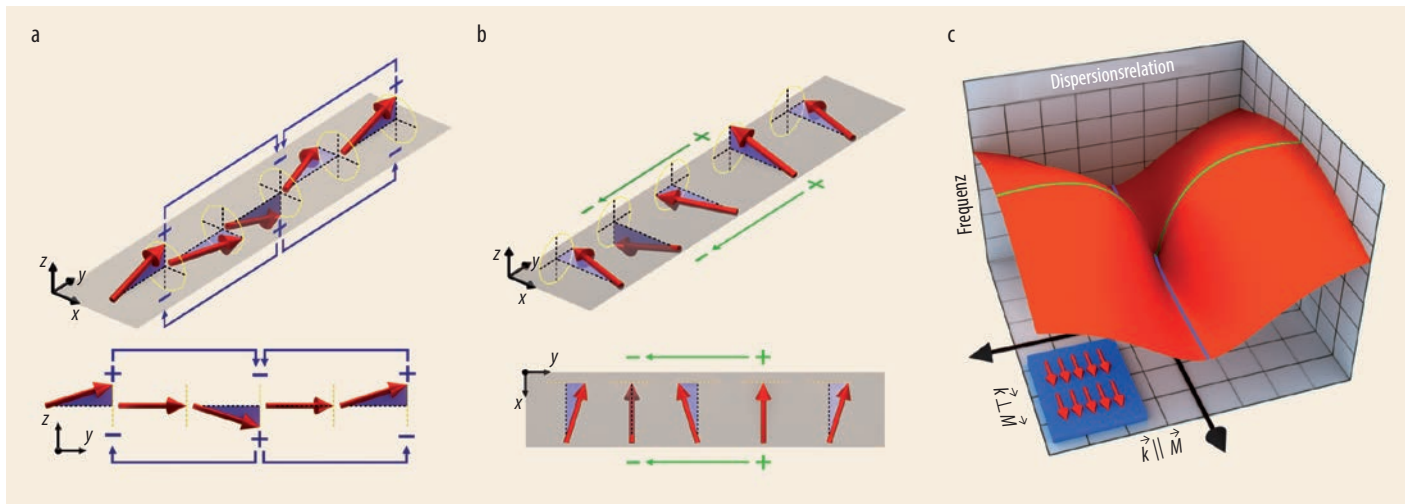


Abb. 2 Spinwellen entstehen durch eine Phasendifferenz der Präzession magnetischer Momente (rote Pfeile). In Filmen erzeugen Spinwellen dynamische Magnetfelder. Der Ausschnitt einer Spinwelle, die sich in einem Film in

y-Richtung ausbreitet, illustriert magnetische Oberflächenladungen (a, blaue Pfeile) bzw. Magnetfelder, die von magnetischen Volumenladungen erzeugt werden (b, grüne Pfeile). Bei der Dispersionsrelation von Spinwellen in einem

Film zeigt sich für in der Filmebene orientierte Wellenvektoren \vec{k} , dass sich die Anisotropie der Dispersion bei Frequenzen bemerkbar macht, die im unteren GHz-Bereich liegen (c).

ziell ist dieses dynamisch erzeugte Streufeld aufgrund der Kreiselnatur magnetischer Momente unvermeidbar. Besonders viel Energie kostet das Streufeld, wenn alle Momente in Phase präzedieren. Dieser Spezialfall einer Spinwelle mit unendlicher Wellenlänge heißt „ferromagnetische Resonanz“ [3].

Für den Fall endlicher Wellenlängen (Wellenvektoren ungleich Null) präzedieren benachbarte magnetische Momente nicht mehr in Phase. Es kommt zu Bereichen, in denen die Magnetisierung nach oben bzw. unten aus der Struktur zeigt und damit räumlich alternierend positive und negative magnetische Oberflächenladungen erzeugt (Abb. 2a): Damit kann sich der magnetische Fluss außerhalb der Probe in einem kleineren Volumen schließen, angedeutet durch blaue Pfeile für eine Spinwelle, die sich parallel zur Ruhelage der Magnetisierung ausbreitet. Mit schrumpfender Wellenlänge (zunehmendem Wellenvektor) verringert sich auch das durch die magnetischen Oberflächenladungen erzeugte Streufeld, sodass es zu einer Energieabsenkung kommt. Sobald sich aber eine Spinwelle

nicht genau parallel zur Ruhelage der Magnetisierung ausbreitet, entstehen zusätzlich magnetische Volumenladungen. Der Extremfall ist die Propagation einer Spinwelle senkrecht zur Magnetisierung (Abb. 2b): Die grünen Pfeile symbolisieren das durch die magnetischen Volumenladungen erzeugte Magnetfeld in der Strukturebene. Dieses zusätzliche Magnetfeld kostet immer Energie und zwar umso mehr, je kleiner die Wellenlänge ist und je eher der Wellenvektor senkrecht zur Magnetisierung steht.

Der Unterschied dieser dynamisch erzeugten Magnetfelder für verschiedene Ausbreitungsrichtungen der Spinwellen manifestiert sich letztendlich in einer starken Anisotropie ihrer Dispersionsrelation. Diese beschreibt den Zusammenhang zwischen der Frequenz und dem Wellenvektor \vec{k} , der für einen in der Ebene magnetisierten, einige 10 nm dünnen Film untersucht wurde (Abb. 2c): Bei $\vec{k} \parallel \vec{M}$ (blau) existieren nur Streufelder durch magnetische Oberflächenladungen, und die Frequenz der Spinwellen nimmt mit zunehmendem Wellenvektor ab. Bei $\vec{k} \perp \vec{M}$ (grün) führen die

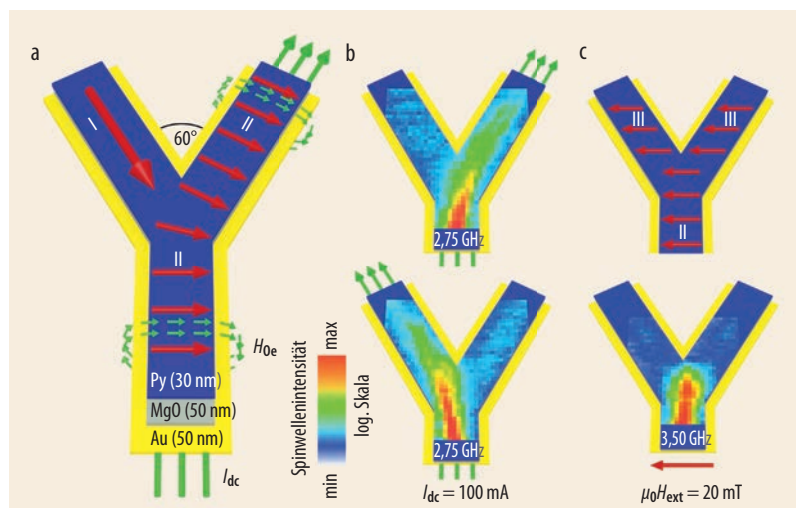


Abb. 3 Ein Schalter für Spinwellen basiert auf einem lokalen Drehen der Magnetisierung (a): Den Spinwellenleiter aus Mu-Metall (blau) magnetisieren lokale Magnetfelder senkrecht zur Transportrichtung. Diese entstehen durch einen elektrischen Strom, der in einer Goldleitung unterhalb des Spinwellenleiters fließt. Je nach Kontaktierung fließt der Strom von unten entweder in den rechten oder linken Ausgang des Schalters. Mit μ BLS lässt sich das Schalten von Spinwellen nachweisen (b), die in der Basis der Y-Struktur durch Mikrowellenantennen angeregt werden. Ein Experiment mit einem globalen Magnetfeld ohne elektrischen Strom dient zur Kontrolle (c).

zusätzlich erzeugten magnetischen Volumenladungen mit zunehmendem Wellenvektor zum Anstieg der Spinwellenfrequenzen. Die beiden Extremfälle der Dispersionsrelationen weisen stark unterschiedliche Steigungen auf, sodass bei einer gegebenen Wellenlänge nicht nur die Frequenzen, sondern auch die Gruppengeschwindigkeiten deutlich variieren. Da gerade bei technischen Anwendungen die Gruppengeschwindigkeit für den Transport von Informationen relevant ist [1, 2], bringt die Geometrie $\vec{k} \perp \vec{M}$ klare Vorteile.

Spinwellen schalten

Die Anisotropie der Dispersionsrelation lässt sich nutzen, um Spinwellen durch ein Drehen der Magnetisierung zu steuern. Eine gezielte, räumliche Kontrolle über die Richtung der Magnetisierung ist mit Magnetfeldern möglich, die durch lokale elektrische Ströme erzeugt werden [4]. Das zeigt sich an einer Mikrostruktur in Form eines Y, bei der sich unter einem $2 \mu\text{m}$ breiten Spinwellenleiter aus Mu-Metall ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) eine $3 \mu\text{m}$ breite Leiterbahn aus Gold befindet (Abb. 3a). Dieser Goldleiter ist so kontaktiert, dass ein elektrischer Strom von der Basis des Y entweder in den rechten oder in den linken Arm fließen kann. Eine Isolationsschicht aus Magnesiumoxid stellt sicher, dass der elektrische Strom nur im Gold, nicht aber im Spinwellenleiter fließt. Allerdings erzeugt der Strom im Spinwellenleiter ein magnetisches Oersted-Feld H_{Oe} , das senkrecht zur Richtung des Stromes orientiert ist (Bereich II). Im Bereich I des Spinwellenleiters, unter dem kein elektrischer Strom fließt, richtet sich die Magnetisierung parallel zur langen Achse des Spinwellenleiters aus, um magnetische Oberflächenladungen und die damit assoziierten Streufelder zu vermeiden.

Die Anregung von Spinwellen geschieht durch Mikrowellenantennen im unteren Teil des Y-förmigen

Spinwellenschalters. Die Intensität der Spinwellen wurde mittels Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie (μBLS) gemessen, die auf der inelastischen Streuung von Photonen an Spinwellen basiert. In einem Rasterverfahren werden die Spinwellen durch einen stark fokussierten Laser lokal detektiert und räumlich abgebildet [5]. Die Messungen zeigen eindrucksvoll, dass sich die Ausbreitungsrichtung von Spinwellen durch die lokale Rotation der Magnetisierung gezielt steuern lässt (Abb. 3b). In einem Kontrollexperiment wurde die Magnetisierung nur durch ein homogenes, externes Magnetfeld ausgerichtet (Abb. 3c). Dabei war das Feld so orientiert, dass in der Basis des Y (Bereich II) die Magnetisierung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Spinwellen stand, um eine möglichst große Gruppengeschwindigkeit zu erzielen. Interessanterweise propagieren die Wellen lediglich bis zur Gabelung des Schalters und nicht in die Arme, in denen die Magnetisierung keinen rechten Winkel bezüglich des Wellenvektors aufweist (Bereiche III). Die Anisotropie der Dispersionsrelation ermöglicht in solchen Strukturen also neben dem aktiven Schalten auch das Blocken von Spinwellen.

Spintexturen

Im Fall des Spinwellenschalters erzwingen lokale Magnetfelder ein Drehen der Magnetisierung. Für technische Anwendungen hat dies einige Nachteile: Zum einen sind recht hohe Stromdichten nötig, um die Magnetisierung in streifenförmigen Spinwellenleitern senkrecht zur Transportrichtung auszurichten. Zum anderen werden die Strukturen lithografisch hergestellt und sind damit nicht mehr rekonfigurierbar. Eine vielversprechende Alternative bieten Spintexturen. Darunter versteht man im Allgemeinen eine räumliche Konfiguration der Magnetisierung, in der nicht alle magnetischen Momente parallel zueinander ausgerich-

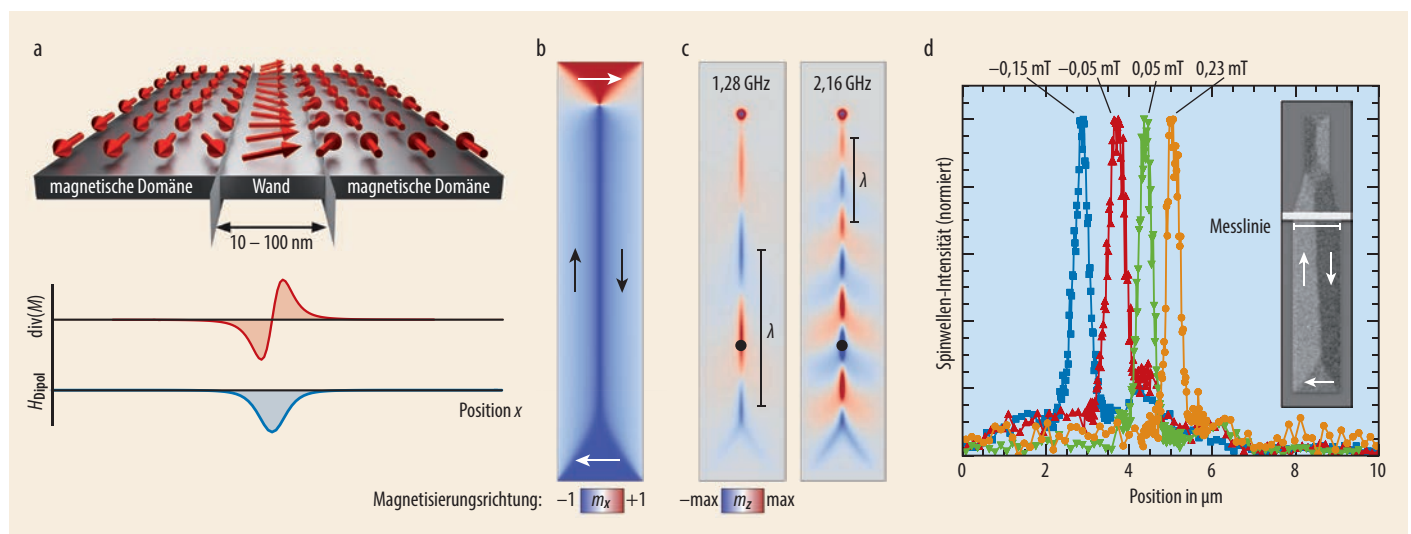


Abb. 4 Das Drehen der Magnetisierung erzeugt in der Domänenwand (a) magnetische Volumenladungen proportional zur Divergenz der Magnetisierung. Daraus resultiert ein lokales Magnetfeld H_{Dipol} . Simulationen zeigen die Ori-

entierung der Magnetisierung in einem Rechteck (Breite: $1 \mu\text{m}$, Länge: $5 \mu\text{m}$) aus Mu-Metall (b) und die Spinwellen bei einer lokalen Anregung (c). Die Intensität der Spinwellen lässt sich mit μBLS entlang einer Linie senkrecht zur Do-

mänenwand messen. Die Messungen wurden bei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt, die (anti-)parallel zur Wand orientiert sind und damit die Wand nach rechts bzw. links schieben (d).

tet sind. Das bekannteste Beispiel dürften magnetische Domänenwände sein, d. h. die Randbereiche magnetischer Domänen in Ferromagneten, in denen die Magnetisierung homogen in eine Richtung zeigt [6]. Bei einer Néel-Wand rotiert die Magnetisierung innerhalb der Filmebene (Abb. 4a).

Magnetische Domänen und Domänenwände sowie andere, komplexere Spintexturen wie ein magnetischer Vortex [7] oder Skyrmionen [8] resultieren aus dem Wechselspiel unterschiedlicher magnetischer Energien. Dabei spielen neben der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung auch die Austauschwechselwirkung und die Kristall-Anisotropie eine zentrale Rolle. Nicht selten gibt es für eine bestimmte geometrische Struktur mehrere Konfigurationen für die Ausrichtung magnetischer Momente, die zu einem lokalen Energieminimum führen. Außerdem erlauben es kurze Magnetfeld-, Strom- oder Laserpulse, zwischen diesen verschiedenen Konfigurationen hin und her zu schalten. Eben diese Vielfalt von Spintexturen und der hohe Grad an Flexibilität machen sie in Kombination mit Spinwellen für Anwendungen in der Informationsverarbeitung so interessant.

Das Potenzial von Domänenwänden, Spinwellen in Kanälen zu führen, die um Größenordnungen schmaler sind als die Wellenlänge der Spinwellen, hat zwei Ursachen [9]: Die Rotation der Magnetisierung erzeugt in der Domänenwand magnetische Volumenladungen, die proportional zur Divergenz der Magnetisierung sind und ein lokales Magnetfeld erzeugen (Abb. 4a). Dies stellt für Spinwellen eine Art Potentialtopf dar und zwingt sie in einen Bereich, der durch die Breite der Domänenwand definiert ist und je nach Material zwischen wenigen bis einigen zehn Nanometern variiert. Außerdem steht der Wellenvektor bei einer Propagation von Spinwellen entlang der Domänenwand senkrecht zur Magnetisierung. In dieser Orientierung ist die Gruppengeschwindigkeit deutlich größer verglichen mit einer Ausbreitung in gleicher Richtung in den angrenzenden Domänen (Abb. 2c). Simulationen zeigen die Lokalisierung der Spinwellen innerhalb der Domänenwand und die Ausbreitung der Wellen. In einer rechteckigen Mikrostruktur mit einer Domänenwand (Abb. 4b) entstehen Spinwellen bei einer lokalen Anregung durch ein oszillierendes Magnetfeld (Abb. 4c, Punkte). Dabei propagieren die angeregten Spinwellen entlang des schmalen Kanals, den die Domänenwand definiert. Wie bei einer Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Magnetisierung zu erwarten ist, verringert sich mit zunehmender Anregungsfrequenz die Wellenlänge der Spinwellen.

Das Prinzip der Rekonfigurierbarkeit dieser Spinwellenkanäle ließ sich durch μ BLS-Messungen nachweisen. Die Spinwellen-Intensitätsprofile reichen entlang einer Linie von einer Domäne über die Domänenwand in die gegenüberliegende Domäne (Abb. 4d). Diese Messungen fanden bei kleinen Magnetfeldern statt, die im negativen Fall die rechte Domäne und im positiven Fall die linke Domäne wachsen lassen, also effektiv die Domänenwand verschieben. Die gemessene

Breite des Spinwellenkanals ist nur etwas größer als der Durchmesser des auf die Probe fokussierten Lasers der μ BLS und lässt darauf schließen, dass die detektierten Spinwellen auf einem Bereich von nur wenigen zehn Nanometern geführt werden.

Damit bestätigte das Experiment, dass sich Domänenwände zum Transport von Spinwellen auf sehr kleinen Längenskalen eignen. Nichtreziproke Propagation in chiralen Wänden [10] und die Streuung von Spinwellen an magnetischen Skyrmionen [11] geben einen Vorgeschmack auf die Vielfalt an Phänomenen, welche die Forschung an Spinwellen in Spintexturen erwarten lassen.

*

Die Experimente und dieser Artikel wären nicht möglich gewesen ohne K. Schultheiß, K. Wagner, T. Sebastian, A. Kákay, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, A. Henschke, B. Hillebrands, A. Hoffmann, S. D. Bader und J. Fassbender. Die Proben für die Experimente wurden im Center for Nanoscale Materials am Argonne National Laboratory und in der Nanofabrication Facility NanoFaRo des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf hergestellt. Mein Dank geht an die DFG für die Förderung im Rahmen des Emmy-Noether-Programms.

Literatur

- [1] S. O. Demokritov und D. Grundler, *Physik Journal*, März 2013, S. 37
- [2] B. Leven et al., *Physik in unserer Zeit* **46**, 34 (2015)
- [3] C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948)
- [4] K. Vogt et al., *Nat. Commun.* **5**, 3727 (2014)
- [5] T. Sebastian et al., *Front Phys.* **3**, 35 (2015)
- [6] A. Hubert und R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer, Berlin und Heidelberg (1998)
- [7] T. Shinjo et al., *Science* **289**, 930 (2000)
- [8] S. Mühlbauer et al., *Science* **323**, 915 (2009)
- [9] K. Wagner et al., *Nat. Nanotech.* **11**, 432 (2016)
- [10] F. Garcia-Sanchez et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 247206 (2015)
- [11] C. Schütte und M. Garst, *Phys. Rev. B.* **90**, 094423 (2014)

DER AUTOR

Helmut Schultheiß studierte Physik an der TU Kaiserslautern und promovierte dort 2010. Seine Dissertation wurde mit dem Preis der Prof. Dr. Jürgen Geiger-Stiftung gewürdigt. Im Anschluss folgte ein dreijähriger Postdoc-Aufenthalt am Argonne National Laboratory in den USA. Seit 2014 leitet er eine Emmy Noether-Nachwuchsgruppe am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, seit 2015 ist er ein TU Dresden Young Investigator.

