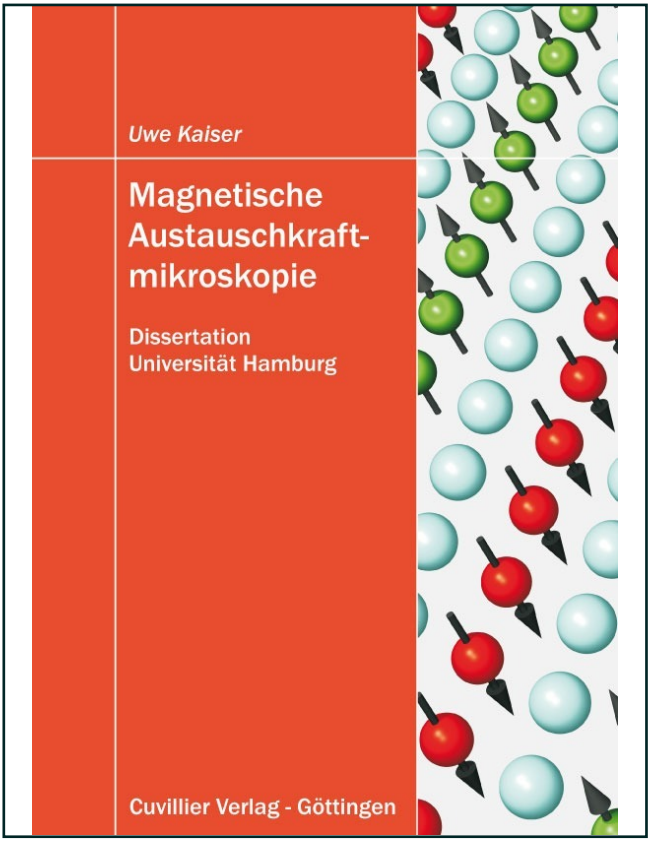
Uwe Kaiser (Autor)

Magnetische Austauschkraftmikroskopie



https://cuvillier.de/de/shop/publications/1666

Copyright:
Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentzsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany
Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: https://cuvillier.de

Einleitung

In der Festkörperphysik spielt die Untersuchung magnetischer Phänomene eine wichtige Rolle. Viele der dabei in der Vergangenheit gemachten Entdeckungen fanden bereits ihren Weg in technische Anwendungen und erfuhren dabei zum Teil eine weite Verbreitung im alltäglichen Gebrauch. So wurden zum Beispiel in den vergangenen Jahrzehnten zahllose Fortschritte auf dem Gebiet der Datenspeichertechnologie gemacht, die zu einer immer weitergehenden Miniaturisierung moderner Speichermedien geführt haben. Dabei spielen auch Entwicklungen auf dem Gebiet der Spinelektronik, das ebenfalls ein bedeutendes Anwendungsgebiet für magnetische Materialien bildet, eine wichtige Rolle [1]. Hier wird an Bauelementen gearbeitet, bei denen nicht nur die Ladung der Elektronen, sondern auch deren Spin ausgenutzt wird. Die Weiterentwicklung dieser Technologien und die Erforschung magnetischer Phänomene in nanoskaligen Systemen ist eng verknüpft mit der Möglichkeit der magnetisch sensitiven Untersuchung von Oberflächen hinunter bis zur atomaren Auflösung.

Ein wichtiges Instrument bei der Erforschung solcher Systeme ist die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie [2, 3]. Sie ermöglicht auf elektrisch leitfähigen Oberflächen die atomar aufgelöste Untersuchung mit magnetischer Sensitivität. Während diese Messmethode für Studien auf metallischen Oberflächen in den vergangenen Jahren etabliert werden konnte, blieb dagegen die ortsaufgelöste magnetische Untersuchung isolierender Oberflächen auf atomarer Größenskala bislang unmöglich.

Anders als die Rastertunnelmikroskopie [4, 5] ist die Rasterkraftmikroskopie (RKM) nicht auf elektrisch leitfähige Materialien beschränkt [6]. So können mit dieser Technik bereits seit gut zehn Jahren Isolatoren mit wahrer atomarer Auflösung untersucht werden [7]. Eine magnetische Mikroskopietechnik, die auf der RKM basiert, ist die Magnetkraftmikroskopie (MKM) [8]. Dabei werden die magnetostatischen Wechselwirkungen zwischen einer magnetischen Spitze und einer magnetischen Probe genutzt, um die Domänenstruktur der Probenoberfläche abzubilden. Im Gegensatz zur MKM sollen bei der magnetischen Austauschkraftmikroskopie (MAKM) die kurzreichwei-

tigen magnetischen Austauschkräfte zwischen Spitze und Probe gemessen werden. Damit sollte eine atomar aufgelöste magnetische Abbildung einer elektrisch isolierenden Oberfläche möglich sein.

In der vorliegenden Arbeit gelang erstmalig der eindeutige Nachweis einer erfolgreichen Messung der magnetischen Austauschwechselwirkung zwischen der Spitze und der Probe eines Rasterkraftmikroskops und damit die Realisierung der magnetischen Austauschkraftmikroskopie. Dabei war es möglich, auf der (001)-Oberfläche des Antiferromagneten NiO neben der chemischen auch die magnetische Einheitszelle der Oberfläche aufzulösen, so dass damit die Machbarkeit der magnetischen Austauschkraftmikroskopie unter Beweis gestellt wird. Für die Zukunft eröffnen sich mit der neuen Messmethode zahlreiche Möglichkeiten zur Untersuchung nanostrukturierter Oberflächen, unabhängig von deren elektrischer Leitfähigkeit. Insbesondere können die magnetischen Austauschkraftwechselwirkungen zwischen einzelnen Atomen genauer untersucht werden.

Es werden in den nun folgenden Kapiteln zunächst die erforderlichen Rahmenbedingungen für ein erfolgreiches MAKM-Experiment beschrieben. So wird die verwendete Messapparatur erläutert und auf die Auswahl geeigneter Messsonden besonders eingegangen. Bei den durchgeführten Experimenten wurden verschiedene Ansätze verfolgt, um die magnetische Austauschwechselwirkung zu messen. Diese werden vorgestellt und die jeweiligen Messergebnisse ausführlich diskutiert.

Kapitel 1

Grundlagen

In den folgenden Unterkapiteln werden einige grundlegende Zusammenhänge geklärt, die zum Verständnis der Abschnitte über die experimentellen Ergebnisse benötigt werden. Zunächst wird der Magnetismus des Festkörpers mit seinen verschiedenen Ausprägungen behandelt, bevor im Anschluss die Funktionsweise des verwendeten Rasterkraftmikroskops erläutert wird. Insbesondere wird auch auf die Berechnung des Wechselwirkungspotentials bzw. der Kraft zwischen Spitze und Probe sowie auf die unterschiedlichen Dissipationsmechanismen eingegangen.

1.1 Der Magnetismus des Festkörpers

Der Magnetismus des Festkörpers wird durch die magnetischen Momente sowie deren Ordnung auf atomarer Skala bestimmt. Diese Momente entstehen durch den Spin und das Bahnmoment der Elektronen im Atom. Sind die Schalen eines Atoms vollbesetzt mit Elektronen, so kompensieren sich die magnetischen Momente der Elektronenspins gegenseitig und der Gesamtspin ist Null. Bei einer nicht vollbesetzten äußeren Schale entsteht dagegen ein permanentes magnetisches Moment.

1.1.1 Magnetismus auf makroskopischer Skala

Bei der Betrachtung makroskopischer Festkörper treten unterschiedliche magnetische Erscheinungsformen auf, die in Diamagnetismus, Paramagnetismus und kollektiven Magnetismus unterteilt werden.

Diamagnete wie z.B. He, Ne, Ar oder Bi sind dadurch ausgezeichnet, dass sie auf atomarer Ebene kein permanentes magnetisches Moment besitzen, da ihre Atome abgeschlossene Schalen aufweisen. Ein Diamagnet erfährt eine

schwache abstoßende Wechselwirkung in einem externen Magnetfeld. Anschaulich kann der Diamagnetismus als Induktionseffekt gedeutet werden, bei dem durch ein äußeres Magnetfeld ein magnetisches Moment induziert wird, welches nach der Lenz'schen Regel dem einwirkenden Feld entgegenwirkt und so für die beobachtete repulsive Wechselwirkung sorgt.

Paramagnete wie z.B. O_2, Pt oder Al verfügen auf atomarer Skala über permanente magnetische Momente (Spins), die im Grundzustand ungeordnet sind, so dass die Gesamtpolarisation des Festkörpers Null ist. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes wird die magnetische Polarisation von Null verschieden, da die magnetischen Momente entlang der Feldrichtung ausgerichtet werden. Entfernt man das Magnetfeld, so geht auch die Gesamtpolarisation wieder vollständig auf Null zurück.

Im Gegensatz zu Para- und Diamagneten gibt es zahlreiche Materialien, in denen es zur Ausbildung einer spontanen Ordnung der magnetischen Momente auf atomarer Skala kommt, ohne dass ein äußeres Magnetfeld angelegt ist. Charakteristisch ist dabei die Existenz einer kritischen Temperatur, bei der ein Phasenübergang in den paramagnetischen Zustand erfolgt. Folgende Fälle werden gesondert betrachtet:

1.) **Ferromagnetismus**: unterhalb der Curietemperatur T_{Curie} entsteht hier bevorzugt eine parallele Ausrichtung der magnetischen Momente der Atome. Anders als bei den Paramagneten bleibt bei Ferromagneten nach Entfernen des Magnetfeldes eine von Null verschiedene magnetische Polarisation eingeprägt (Remanenz). Beispiele dafür sind die Elemente Fe, Co, Ni und Gd, Legierungen, die diese Elemente enthalten wie Permalloy und andere Materialien wie EuO.

2.) **Antiferromagnetismus**: hier existieren zwei gleich starke ferromagnetische Untergitter, die antiparallel zueinander stehen. Das resultierende magnetische Moment ist somit gleich Null. Die kritische Temperatur heißt hier Néeltemperatur $T_{\text{Néel}}$. Antiferromagnetisches Verhalten zeigen zum Beispiel das Element Cr, aber auch viele Übergangsmetalloxide wie NiO und MnO oder die Difluoride MnF_2 und FeF_2.

3.) **Ferrimagnetismus**: wie beim Antiferromagnetismus existieren unterschiedliche Untergitter, allerdings kompensieren sich deren magnetische Momente nicht vollständig, so dass die resultierende magnetische Polarisation ungleich Null ist. Typische Ferrimagnete sind Fe_3O_4, $CoFe_2O_4$ und $Y_3Fe_5O_{12}$.

In vielen Fällen kommt es in solchen Festkörpern zur Ausbildung von magnetischen Domänen, also Bereichen mit gleichartig ausgerichteten Momenten, die relativ zueinander verdreht orientiert sind. Durch die Entstehung

von Domänen kann häufig die Gesamtenergie verringert werden. Sie wird bestimmt durch eine Reihe von Energiebeiträgen, die im Folgenden kurz behandelt werden sollen[†].

Anisotropieenergie

Betrachtet man die magnetische Energie eines Ferromagneten für verschiedene Kristallachsen, so wird durch den Anisotropieterm eine Richtungsabhängigkeit beschrieben, die auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurückgeht. Im einfachsten Fall tritt z.B. bei hexagonalen oder tetragonalen Kristallgittern eine uniaxiale Kristallanisotropie auf, die durch die folgende Formel beschrieben wird:

$$E_{\mathrm{Aniso}} = \int K_{\mathrm{u1}} \sin^2\theta + K_{\mathrm{u2}} \sin^4\theta + \ldots dV \tag{1.1}$$

Dabei sind K_{u1} und K_{u2} die Anisotropiekonstanten, und θ ist der Winkel zwischen der Anisotropieachse und der Magnetisierungsrichtung. Für den Fall $\theta = 0$ besteht somit ein deutliches Energieminimum, wodurch die leichte Achse der Magnetisierung gekennzeichnet wird, die vorzugsweise eingenommen wird.

Für die Magnetisierung an der Oberfläche eines Festkörpers spielt die Oberflächenanisotropie eine wichtige Rolle. Es gilt:

$$E_{\mathrm{OF}} = \int K_{\mathrm{S}} \left[1 - (\vec{m} \cdot \vec{n})^2\right] dF \tag{1.2}$$

Dabei ist $\vec{m}$ die Probenmagnetisierung, $\vec{n}$ die Oberflächennormale und K_{S} die Anisotropiekonstante. Ist K_{S} positiv, so wird die Energie minimal, wenn der Magnetisierungsvektor senkrecht zur Oberfläche steht. Dieser Energieterm ist insbesondere für dünne Filme relevant. Der Ursprung der Oberflächenanisotropie liegt in der reduzierten Symmetrie der atomaren Umgebung an der Oberfläche. Analog kann auch für die Grenzflächen zwischen einem ferromagnetischen und einem nicht-magnetischen Material ein solcher Energieterm angesetzt werden.

[†]Eine ausführliche Beschreibung findet sich beispielsweise in [9].

Zeeman-Energie

Wird ein Ferromagnet in ein äußeres Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ex}}$ gebracht, so entsteht als weiterer Energiebeitrag die Zeeman-Energie, die durch den folgenden Term ausgedrückt wird:

$$E_{\text{Zee}} = -\int \vec{H}_{\text{ex}} \cdot \vec{J} dV \tag{1.3}$$

Ist das äußere Magnetfeld homogen, so hängt die Energie nur von der mittleren magnetischen Polarisation $\vec{J}$ und nicht von der Domänenstruktur oder der Form des Ferromagneten ab.

Streufeldenergie

Durch die magnetische Polarisation des Festkörpers entsteht ein Magnetfeld, welches als Streufeld $\vec{H}_{\text{Streu}}$ bezeichnet wird. Die Energie, die darin gespeichert wird, bestimmt sich aus der folgenden Formel:

$$E_{\text{Streu}} = -\frac{1}{2}\int_{\text{Probe}} \vec{H}_{\text{Streu}} \cdot \vec{J} dV \tag{1.4}$$

Daraus wird auch deutlich, dass Eindomänenzustände eines Festkörpers im allgemeinen aufgrund der damit verbundenen sehr hohen Streufeldenergie energetisch ungünstig sind und daher in realen Systemen nur unterhalb einer kritischen Partikelgröße vorkommen, die typischerweise im Nanometerbereich liegt.

Austauschenergie

Ein weiterer wesentlicher Beitrag zur Gesamtenergie des Systems ist die Austauschenergie. Sie führt dazu, dass sich in einem Ferromagneten die magnetischen Momente parallel ausrichten. Ohne konkurrierende Energiebeiträge würde dies zu einer homogenen magnetischen Polarisation führen. Es gilt:

$$E_{\text{Aust}} = A \int (\text{grad}\, \vec{m})^2 dV \tag{1.5}$$

Dabei ist $\vec{m}$ die Magnetisierung der Probe und A die Austauschkonstante des Materials. Die Austauschenergie spielt auch in Antiferromagneten und Ferrimagneten eine wichtige Rolle und sorgt dort für eine antiparallele Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente. Sie wird im folgenden Abschnitt detailliert behandelt.

1.1.2 Der Magnetismus auf atomarer Ebene

Um die Verhältnisse auf atomarer Ebene zu beschreiben, ist eine quantenmechanische Beschreibung erforderlich. Allerdings existiert kein geschlossenes Modell, das alle Fälle des kollektiven Magnetismus umfasst. Eine gute Beschreibung liefert in vielen Fällen das Heisenberg-Modell. Danach wird die Situation durch den folgenden Hamilton-Operator ausgedrückt:

$$\hat{H} = -\sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \tag{1.6}$$

Dabei ist J_{ij} das sogenannte Austauschintegral, das durch die folgende Beziehung bestimmt wird:

$$J_{ij} = e^2 \iint \frac{\psi_i^*(\vec{r}_i)\psi_i(\vec{r}_j)\psi_j^*(\vec{r}_j)\psi_j(\vec{r}_i) d^3r_i d^3r_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \tag{1.7}$$

Es beschreibt die Austauschwechselwirkungen zwischen den vektoriellen Spinoperatoren $\vec{S}_i$ und $\vec{S}_j$ im betrachteten Festkörper, die für die beschriebenen kollektiven Ordnungsphänomene verantwortlich sind. Der Begriff des Austauschintegrals bezieht sich darauf, dass gegenüber dem quantenmechanischen Coulomb-Integral die Elektronen-Koordinaten ausgetauscht erscheinen. Ferromagnetische Ordnungen führen zu positiven Werten für J_{ij}, antiferromagnetische entsprechen negativen Werten für das Austauschintegral. Die verschiedenen Ausprägungen der Austauschwechselwirkungen werden im folgenden Abschnitt behandelt.

Direkter Austausch

Bringt man zwei Atome mit nicht vollbesetzten Schalen so nah zusammen, dass ein Überlapp der Orbitale entsteht, so kommt es zu einer spinabhängigen Austauschwechselwirkung. Die Ursache dafür liegt im Pauli-Prinzip begründet. Danach ist es verboten, dass zwei Elektronen in allen ihren Quantenzahlen übereinstimmen. In dem beschriebenen Fall ist daher die antiparallele Ausrichtung der Elektronen energetisch bevorzugt und es kommt für die parallele Ausrichtung zu einer abstoßenden Wechselwirkung.

Da die Wechselwirkung auf dem direkten Überlapp von Orbitalen basiert, fällt sie wie der Radialanteil der Orbitale etwa exponentiell ab und ist daher kurzreichweitig mit einer Abfalllänge von circa 100 pm. Die Wechselwirkung wirkt somit nur direkt zwischen Atomen mit überlappenden, nichtabgesättigten Schalen und heißt daher direkte Austauschwechselwirkung. Es