

Spintronik in Graphen

Die ungewöhnlichen Eigenschaften von Spins in Graphen geben noch Rätsel auf, versprechen aber Anwendungen.

Guido Burkard

Graphen ist ein Material der Superlative: Es ist nicht nur das dünnste und stärkste bekannte Material, sondern auch ein extrem guter elektrischer Leiter. In Graphen lässt sich aber auch der Spin der Elektronen über außergewöhnlich lange Strecken nahezu ungestört transportieren. Dieser weitere Rekord macht Graphen interessant für die Spintronik, die nichtflüchtige Arbeitsspeicher oder eine deutlich geringere Wärmeentwicklung auf Chips verspricht.

Wer Bleistifte zum Schreiben benutzt, hat möglicherweise schon einmal Graphen hergestellt. Bleistiftminen bestehen – abgesehen von etwas Ton, mit dem sich die Härte beeinflussen lässt – aus Graphit, einem Festkörper ausschließlich aus Kohlenstoff. Anders als Diamant ist aber Graphit sehr stark anisotrop, denn es besteht aus atomar dünnen Lagen, welche aufeinander geschichtet und nur relativ schwach aneinander gebunden sind. Beim Schreiben mit dem Bleistift werden diese Lagen abgeschält, wobei man wohl nur selten genau eine einzelne Lage des Materials aufs Papier bringt. Vor etwa zehn Jahren ist es jedoch Andre Geim und Konstantin Novoselov gelungen, durch wiederholtes Ankleben und Abziehen von Klebeband einzelne Lagen von Graphen zu isolieren. Die beiden Physik-Nobelpreisträger von 2010 haben diese Lagen allerdings nicht auf Papier, sondern auf Siliziumoxid abgelagert, welches die Oberfläche von herkömmlichen Mikrochips aus Silizium bildet. Siliziumoxid einer bestimmten Dicke eignet sich deshalb sehr gut, weil sich darauf einzelne Graphenlagen von Schichten aus zwei und mehr Lagen mit einem optischen Mikroskop unterscheiden lassen. Erst die Möglichkeit, einzelne Graphenflocken zu präparieren und mit elektrischen Kontakten zu versehen, hat es erlaubt, die erstaunlichen Eigenschaften dieses extrem dünnen Materials zu erforschen (Abb. 1). Dieses Forschungsfeld ist inzwischen groß und wird es wohl auch bleiben, denn im Oktober 2013 hat die Europäische Union das über eine Laufzeit von zehn Jahren mit insgesamt einer Milliarde Euro dotierte „Graphene Flagship“ zur weiteren Erforschung der Grundlagen und Anwendungen von Graphen auf den Weg geschickt.

Graphen ist ein perfekt zweidimensionales Material, welches aus einer einzelnen Schicht von Kohlenstoffatomen besteht [1, 2]. Diese sind in der Ebene in einem hexagonalen Gitter angeordnet – ähnlich einer Bienen-

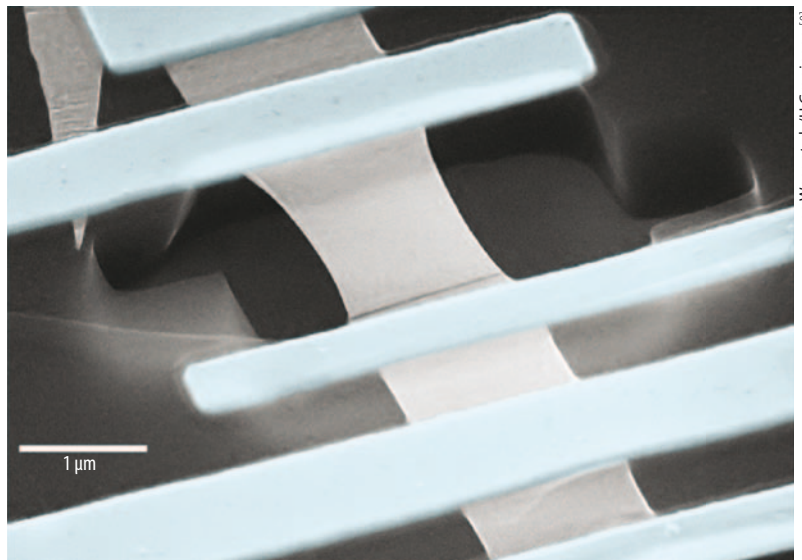


Abb. 1 Diese Aufnahme eines Rasterelektronenmikroskops zeigt einen freistehenden Graphenstreifen (hellgrau) mit ferromagnetischen Kobalt-Kontakten (hellblau).

wabe (Infokasten „Struktur und Bandstruktur“). Neben dem mechanischen Abtrennen einzelner Schichten von Graphit mit der beschriebenen „Klebeband-Methode“ lässt sich Graphen auch durch epitaktisches Wachstum auf Siliziumkarbid [3] oder durch Gasphasenabscheidung präparieren.

Viele der außergewöhnlichen elektrischen Eigenschaften von Graphen beruhen auf dessen Bandstruktur, welche weder für ein Metall noch für einen konventionellen Halbleiter typisch ist. Bei niedrigen Energien besitzen nämlich die Elektronen in Graphen eine lineare Dispersion, d. h. ihre Energie $E = \hbar v_F |\vec{k}|$ ist proportional zum Betrag des Impulses $\hbar \vec{k}$, wobei \vec{k}

KOMPAKT

- Viele der außergewöhnlichen Eigenschaften von Graphen beruhen auf der Bandstruktur, für die eine lineare Dispersion der Elektronen bei niedrigen Energien charakteristisch ist.
- Aufgrund der schwachen Spin-Bahn- und Hyperfeinwechselwirkung ist eine große Spin-Diffusionslänge und eine lange Spin-Relaxationszeit zu erwarten.
- Die Experimente zeigen bislang noch ein uneinheitliches Bild mit zwar großen Diffusionslängen, aber sehr kurzen Lebensdauern, für die möglicherweise die Kontakte oder Störstellen verantwortlich sind.

Prof. Dr. Guido Burkard, Fachbereich Physik, Universität Konstanz, 78457 Konstanz

der Wellenvektor eines Bloch-Zustands und \hbar die reduzierte Plancksche Konstante ist. Während in normalen Halbleitern die Energie-Impuls-Beziehung wie bei freien Teilchen quadratisch ist, d. h. $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$, mit der effektiven Masse m^* , gleicht die Dispersion in Graphen derjenigen von Photonen, die aber nicht mit Lichtgeschwindigkeit c , sondern nur mit der Fermi-Geschwindigkeit $v_F \approx c / 300$ propagieren. Wie bei Photonen verschwindet die Masse der Elektronen in Graphen, was mit dem Fehlen einer Bandlücke einhergeht, so dass sich Leitungs- und Valenzband in einem Punkt, dem Dirac-Punkt, treffen. Tatsächlich gibt es aber in Graphen zwei unterschiedliche solcher Dirac-Punkte, welche als „Täler“ („Valleys“) der Energiebänder bezeichnet werden. Da sich ein Elektron an dem einen oder dem anderen Dirac-Punkt aufhalten kann, kommt zum Spin ein weiterer zweiwertiger Freiheitsgrad hinzu, welcher wegen der Analogie zum Spin oft Valley-Spin genannt wird. Zusätzlich besitzen die Elektronen in Graphen aufgrund der zweiatomaren Basis des Kristallgitters sogar noch einen weiteren zweiwertigen Freiheitsgrad, den „Pseudospin“, welcher angibt, ob sich das Elektron auf dem einen oder anderen Untergitter befindet. Neben dem Valley- und dem Pseudospin besitzen Elektronen in Graphen aber auch den „echten“ Spin, welcher über die Spin-Bahn-Kopplung an ihre Bahnbewegung gekoppelt ist. Im Vergleich zur starken Ankopplung des Pseudospins (**Infokasten**) ist der echte Spin nur schwach an die Bahnbewegung gekoppelt.

Spin statt Ladung

Die Spin-Bahn-Kopplung in Festkörpern lässt sich verwenden, um eine Spinpolarisation zu erzeugen und zu manipulieren, und bildet damit eine der Grundlagen der Spintronik. Bei dieser auf dem Spin basierenden Elektronik ersetzt der Spin des Elektrons seine Ladung

als Träger von Signalen. Davon erhofft man sich neue Technologien, welche beispielsweise nichtflüchtige Arbeitsspeicher ermöglichen würden. In einem solchen Bauteil bliebe die gespeicherte Information nach dem Ausschalten eines Rechners erhalten. Das wäre natürlich sehr praktisch, weil damit etwa das Warten beim Hochfahren des Rechners entfiel. Ein anderes sich stark verschärfendes Problem bei der weiteren Miniaturisierung der Mikroelektronik ist die entstehende Abwärme, welche abgeführt werden muss, weil sich Bauteile sonst überhitzen würden. Das Problem sind die immer größeren Wärmemengen, die auf immer kleinerem Raum anfallen. Ein heute gebräuchlicher Prozessorchip hat etwa 60 bis 100 Watt Wärmeleistung auf wenigen Quadratzentimetern, vergleichbar mit einer Herdplatte. Wärme entsteht dort, wo Signale als elektrische Ladungen gespeichert und anschließend gelöscht werden müssen. Die Verwendung von Spins als Träger logischer Signale könnte dieses Problem entschärfen.

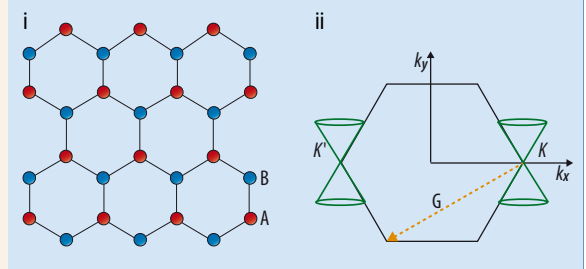
Für die Spintronik wird eine Vielzahl von Phänomenen und Materialien untersucht, die grob in zwei Kategorien fallen: einerseits die intrinsisch magnetischen Leiter wie Eisen, Kobalt und Nickel und andererseits die nichtmagnetischen Leiter wie Kupfer sowie praktisch alle Halbleiter. Graphen gehört klar zur zweiten Kategorie, auch wenn es (bisher noch kontroverse) Ideen gibt, Ferromagnetismus in Graphen durch Fehlstellen oder Fremdatome zu induzieren, worauf wir hier aber nicht weiter eingehen. Die Kategorie der nichtmagnetischen Leiter lässt sich weiter in solche mit starker bzw. schwacher Spin-Bahn-Kopplung unterteilen. Während Leiter mit starker Kopplung zur Erzeugung von Spinpolarisation und Spinströmen sowie zur Spinmanipulation mit elektrischen Feldern dienen können, eignen sich Materialien mit schwacher Kopplung eher als Medien für den Transport und die Speicherung von Elektronenspins [4].

STRUKTUR UND BANDSTRUKTUR

Die Kohlenstoffatome in Graphen (rote und blaue Punkte in Abb. i) sind in einem ebenen hexagonalen Gitter angeordnet, welches einer Bienenwabe gleicht. Das zugrunde liegende trigonale Bravais-Gitter besteht aus den Orten der rot gekennzeichneten Atome. Der Kristall setzt sich aus diesem periodischen Bravais-Gitter und einer Basis aus zwei Atomen zusammen, die jeweils ein rot und ein blau gekennzeichnetes Kohlenstoffatom enthält. Aufgrund dieser Eigenschaft lässt sich das hexagonale Gitter in zwei Untergitter A (rot) und B (blau) unterteilen.

Die quantenmechanischen Aufenthaltssamplituden ψ_A und ψ_B auf diesen Untergittern bilden den Pseudospinor $\psi = (\psi_A, \psi_B)$. Aufgrund ihres **Pseudospins** 1/2 verhalten sich Elektronen in Graphen deshalb wie masselose Spin-1/2-Fermionen, analog zu (näherungsweise) Neutrinos oder ultrarelativistischen Elektronen.

Das reziproke Gitter in Graphen ist ebenfalls hexagonal (Abb. ii). Die erste Brillouin-Zone besteht aus einem Sechseck, an dessen Ecken die Berührungspunkte von Leitungs- und Valenzband (Dirac-Punkte) liegen. Nur zwei dieser sechs Punkte sind verschieden, während die restlichen vier durch Addition eines reziproken Gittervektors (z. B. G) aus diesen



zwei Wellenvektoren K und K' hervorgehen. An diesen beiden Punkten im k -Raum lässt sich die Dispersionsbeziehung der Bandedelektren linearisieren, wie die beiden Dirac-Kegel andeuten. Als Folge davon beschreibt die Dirac-Weyl-Gleichung die Dynamik der Bandedelektren im Bereich dieser beiden Dirac-Punkte. Diese lautet $v_F \vec{p} \cdot \vec{\sigma} \psi = E\psi$ am K -Punkt und $v_F \vec{p} \cdot \vec{\sigma}^* \psi = E\psi$ bei K' . Hier bezeichnet $\vec{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$ den Impulsoperator, $v_F = 10^6$ m/s die Fermi-Geschwindigkeit und $\vec{\sigma}$ den Vektor der Pauli-Matrizen, welche auf den Pseudospin wirken. Die Lösungen der Dirac-Weyl-Gleichung sind Eigenzustände des Helizitätsoperators $\hat{p} \cdot \vec{\sigma}$, d. h. der Pseudospin ist starr an den Impuls gekoppelt.

Aufgrund der sehr schwachen Spin-Bahn-Kopplung kommt Graphen als Spinspeicher sowie als spin-erhaltender Leiter in Frage. Um Graphen auch für die Erzeugung und Manipulation von Spins zu verwenden, könnten Adsorbate oder spezielle Substrate die Spin-Bahn-Wechselwirkung verstärken. Im Vergleich zu typischen hochreinen Halbleitermaterialien wie Gallium-Arsenid (GaAs) hat Graphen noch einen weiteren Vorteil: Während in III-V-Halbleitern jedes Atom einen Kernspin besitzt, welcher über die Hyperfeinwechselwirkung den Elektronenspin auf unkontrollierte Weise beeinflusst und somit zum Verlust der Phasenkohärenz führt, trägt in Kohlenstoff nur ein geringer Anteil von etwa einem Prozent der Atomkerne einen Spin, sodass die störenden Effekte der Hyperfeinwechselwirkung äußerst gering sind [5].

Ursache der schwachen Spin-Bahn-Wechselwirkung in Graphen ist zunächst die niedrige Ordnungszahl $Z = 6$ von Kohlenstoff, die zu einer geringen atomaren Spin-Bahn-Kopplung von einigen meV für die im Festkörper beweglichen 2p-Elektronen führt. Dass die intrinsische Spin-Bahn-Wechselwirkung Δ_{SO} für Bandlektronen aber weitere drei Größenordnungen niedriger und somit bei μeV liegt, hängt allerdings mit der Symmetrie des Kristallgitters von flachem Graphen zusammen [2]. Eine Störungsrechnung mit der atomaren Spin-Bahn-Kopplung als kleinem Parameter zeigt nämlich, dass sich die größten Beiträge wegen der Symmetrie kompensieren und nur kleinere Korrekturen übrig bleiben. Dichtefunktionalrechnungen, die neben den p- und s- auch die tiefer liegenden d-Orbitale des Kohlenstoffs berücksichtigen, ergeben eine intrinsische Spin-Bahn- oder Dresselhaus-Kopplung von etwa $\Delta_{SO} \approx 25 \mu\text{eV}$ [6].

Für die Spintronik wäre es interessant, die Spin-Bahn-Kopplung je nach Bedarf einstellen zu können. Dies ist tatsächlich möglich, und zwar indem man mit einem elektrischen Feld, durch Krümmen der Graphenfläche oder durch eine geeignete Unterlage die Symmetrie des Kristallgitters erniedrigt. Dann spricht man von der „Rashba-Kopplung“ Δ_R , welche etwa eine Größenordnung stärker ausfallen kann als die intrinsische Kopplung Δ_{SO} , weil sich nun die größten Beiträge nicht mehr ganz kompensieren. Die Spin-Bahn-Kopplung lässt sich als effektives Magnetfeld auffassen, welches bei der intrinsischen Kopplung senkrecht zur Ebene steht und in den beiden Valleys in entgegengesetzte Richtungen zeigt, während bei der Rashba-Kopplung das effektive Feld in der Graphenebene liegt.

Konkurrierende Mechanismen

Die schwachen Spin-Bahn- und Hyperfein-Wechselwirkungen in Graphen lassen auf eine lange Spinrelaxationszeit τ_S und große Spindiffusionslängen $\lambda_S = \sqrt{D\tau_S}$ hoffen. Typische Diffusionskonstanten $D = v_F^2\tau/2$ bewegen sich im Bereich um $0,01 \text{ m}^2/\text{s}$, was einer mittleren Zeit $\tau \approx 30 \text{ fs}$ zwischen Streuprozessen entspricht. Die Spinrelaxationszeit (hier auch Spin-

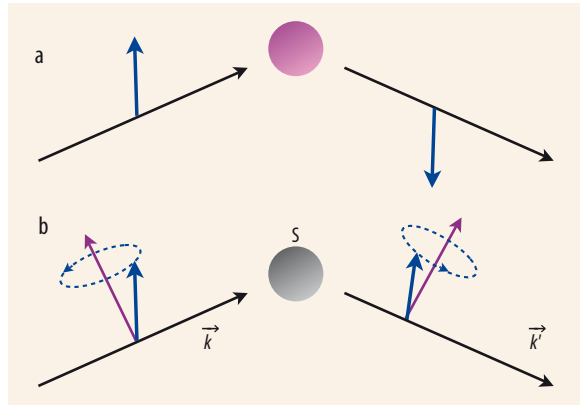


Abb. 2 Bei der Spinrelaxation nach Elliot-Yafet (a) dreht sich der Elektronenspin (blau) bei jeder Streuung mit einer zu $(\Delta_{SO}/\epsilon_F)^2$ proportionalen Wahrscheinlichkeit um, was zu einer Spinlebenszeit $1/\tau_S \sim (\Delta_{SO}/\epsilon_F)^2/\tau$ führt. Bei der Spinrelaxation nach D'yakonov-Perel' (b) präzediert der Spin in der Zeit τ während des ballistischen Fluges zwischen zwei Streuvorgängen um das effektive Spin-Bahn-Feld, das senkrecht auf der Bewegungsrichtung \vec{k} des Elektrons steht, um einen Winkel $\delta\phi_1 \sim \Delta_R\tau/\hbar$. Der Streuer (S) ändert die Bewegungsrichtung und somit die Drehachse für den Spin zufällig. Dieser „random walk“ führt zu einer Phase, die nach der Spinlebenszeit $\tau_S = N\tau$ auf $\delta\phi_N \sim \sqrt{N} \delta\phi_1 \sim 1$ anwächst, d. h. $1/\tau_S \sim (\Delta_R/\hbar)^2\tau$.

lebenszeit genannt) τ_S ist die mittlere Zeit, in welcher der Spin eines Elektrons spontan seine Richtung ändert und somit eine anfangs erzeugte Polarisation verloren geht. Die Spindiffusionslänge λ_S ist die mittlere Strecke, welche das Elektron bei diffusiver Bewegung in dieser Zeit zurücklegt. Über diese Distanz lässt sich somit eine im Spin gespeicherte Information im Festkörper übertragen.

Zur Spinrelaxationsrate $1/\tau_S$ können zwei sehr unterschiedliche Mechanismen beitragen: Zum einen kann sich bei jeder Streuung an einem Defekt aufgrund der intrinsischen Spin-Bahn-Wechselwirkung die Spinkomponente parallel zur Ebene mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zu $(\Delta_{SO}/\epsilon_F)^2$ umdrehen (Abb. 2a). Dies ist der Elliot-Yafet-Mechanismus, der mit einer Rate

$$\frac{1}{\tau_S} = \left(\frac{\Delta_{SO}}{\epsilon_F}\right)^2 \frac{1}{\tau}$$

proportional zur Impulsstreurate $1/\tau$ auftritt. Bei Elektronendichten von $n \approx 10^{16} \text{ m}^{-2}$ beträgt die Fermi-Energie $\epsilon_F = \hbar v_F \sqrt{\pi n} \approx 100 \text{ meV}$. Bei vorsichtiger Abschätzung mit $\Delta_{SO} \approx 100 \mu\text{eV}$ wäre die Spinrelaxationsrate sechs Größenordnungen kleiner als die mittlere Streurrate, d. h. $\tau_S \approx 30 \text{ ns}$, und für die Spindiffusionslänge gilt $\lambda_S \approx 20 \mu\text{m}$. Bei optimistischer Abschätzung mit $\Delta_{SO} \approx 10 \mu\text{eV}$ findet man sogar $\tau_S \approx 3 \mu\text{s}$ und $\lambda_S \approx 200 \mu\text{m}$. Dieser Wert für τ_S ist bereits relativ groß verglichen mit der typischen Spinlebenszeit von 100 ps in einem Metall (Aluminium) oder mit 100 ns in einem Halbleiter (n-dotiertes GaAs).

Für sehr reine Systeme kann ein weiterer Effekt auftreten, bei dem sich der Spin während des freien ballistischen Fluges zwischen den Streuzentren um einen zufälligen Winkel dreht und eine diffusive Bewegung auf der Bloch-Kugel beschreibt (Abb. 2b). Bei

diesem nach M. I. D'yakonov und V. I. Perel' benannten Mechanismus ist deshalb die Spinrelaxationszeit umso länger, je mehr Streuvorgänge stattfinden, also $1/\tau_s \propto \tau$, genau umgekehrt wie bei Elliot-Yafet. Dabei tragen zwar sowohl die Dresselhaus- als auch die Rashba-Kopplung bei, aber in der Regel dominiert der Rashba-Beitrag,

$$\frac{1}{\tau_s} = \left(\frac{\Delta_R}{\hbar}\right)^2 \tau.$$

Die beiden Mechanismen unterscheiden sich auch dadurch, dass der D'yakonov-Perel'-Mechanismus alle Spinkomponenten betrifft, während bei Elliot-Yafet nur die Spinkomponenten in der Ebene relaxieren.

Bei den ersten Spintransportmessungen wurde der Magnetowiderstand in einem Aufbau mit zwei Kontakten, einem Spinventil, gemessen [7]. Mittels einer nichtlokalen Vierkontaktmessung (Abb. 3) gelang es der Gruppe von Bart van Wees in Groningen, die Spindiffusionslänge λ_s in Graphen zu messen, mit dem Ergebnis von 1 bis 2 μm [8]. Dazu wurde an mehreren Proben mit unterschiedlichem Abstand d die Abhängigkeit des nichtlokalen Widerstandes $R_{nl} \propto \exp(-d/\lambda_s)$ von d ermittelt. Die Spinlebenszeit τ_s lässt sich mit einem zur Graphen-Ebene senkrecht stehenden Magnetfeld B bestimmen. Im stationären Betrieb können die Elektronenspins aus beliebig lang zurückliegenden Emissionen vom Stromerzeuger herrühren, woraus sich $R_{nl} \propto V \propto \tau_s / (1 + B^2 \tau_s^2)$ ergibt. Die sog. Hanle-Kurve $R_{nl}(B)$ hat eine Lorentz-Form und gibt über ihre Breite Auskunft über die Spinlebenszeit τ_s . Aus der Hanle-Kurve wurde ein τ_s von 100 bis 200 ps ermittelt, also nicht viel länger als der in Aluminium gefundene Wert. Etwas größere Längen $\lambda_s \approx 5 \mu\text{m}$, aber sehr ähnliche Werte für τ_s wies freistehendes Graphen mit $D \approx 0,1 \text{ m}^2/\text{s}$ auf [9] (Abb. 1). Wird die sehr raue Silizium-Oxid-Unterlage durch das atomar flache Bor-Nitrid ersetzt, steigen zwar Beweglichkeit der Ladungsträger und Diffusionskonstante, und damit auch die

Spindiffusionslänge an, aber die Spinlebenszeit nimmt nur um etwa einen Faktor 2 zu, was vermutlich auf die besseren Kontakte zurückzuführen ist [10].

Die experimentellen Ergebnisse sind aus verschiedenen Gründen nicht leicht zu verstehen. Zum einen sind die beobachteten Spinlebenszeiten und -diffusionslängen offensichtlich viel kleiner als theoretisch erwartet. Dabei scheint sich die Beweglichkeit der Ladungsträger im Graphen selbst nicht stark auf die Spinlebenszeit auszuwirken, was auf den Einfluss der Kontakte [10–12] oder auf magnetische Störstellen [13] hindeuten könnte. Der Einfluss der Kontakte sollte allerdings für Kontaktabstände deutlich größer als die Spindiffusionslänge ($d \gg \lambda_s$) vernachlässigbar sein. Um dies zu erreichen, gilt es jedoch, ausreichend lange, frei stehende Proben herzustellen. Zum anderen ist es umstritten, welcher der beiden möglichen Spinrelaxationsmechanismen relevant ist. Einige Experimente deuten wegen der linearen Abhängigkeit von τ_s von der Beweglichkeit $\mu \propto \tau$ eher auf den Elliot-Yafet-Mechanismus hin, während andere die umgekehrte Abhängigkeit $\tau_s \propto 1/\tau$ und einen isotropen Zerfall aller Spinkomponenten finden, was auf den D'yakonov-Perel'-Mechanismus schließen lässt. Neuere Auswertungen deuten darauf hin, dass sich die Daten in vielen Fällen nur verstehen lassen, wenn beide Mechanismen gleichzeitig aktiv sind [10]. Während die Spinlebenszeiten in einer einzelnen Graphenlage zunächst größtenteils unter 0,5 ns lagen, sind in zweilagigem Graphen höhere Werte von über einer Nanosekunde aufgetreten [12, 14, 15], was mit einem geringeren Einfluss der Oberfläche auf die elektronischen Zustände zusammenhängen könnte. Außerdem erfüllt eine Vielfalt der Daten aus zweilagigem Graphen die Relation $\tau_s \propto 1/\tau$, was auf den D'yakonov-Perel'-Mechanismus hindeutet (Abb. 4). Mittlerweile wurden sowohl in ein- wie zweilagigem Graphen Spinlebenszeiten von über einer Nanosekunde beobachtet, wobei Kontakte mit großem Widerstand besonders geeignet zu sein scheinen.

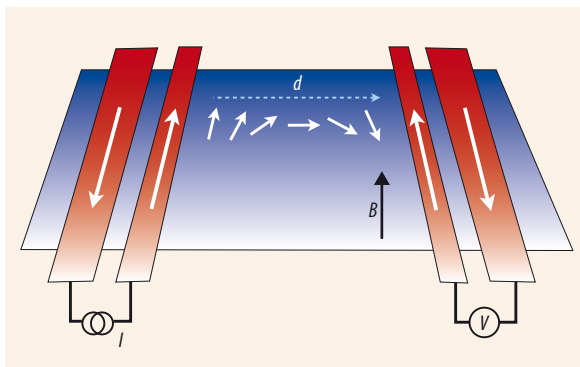


Abb. 3 In einem Spinventil lässt sich ein elektrischer Strom ein- und ausschalten, indem ein magnetischer Kontakt umgepolt wird. Für die meisten Spintransportmessungen in Graphen werden nicht-lokale Spinventile mit vier Kontakten verwendet, wie hier gezeigt. Zwischen den Kontakten auf der linken Seite fließt ein spinpolarisierter Strom (I). Ein Teil der Spins diffundiert nach rechts, wo die Spannung V spinaufgelöst gemessen wird. Der Widerstand $R_{nl} = V/I$ ist nichtlokal, weil Spannung und Strom an verschiedenen Orten gemessen werden.

Qubits in Quantenpunkten

Während sich Ventile, Filter oder Transistoren für die Spintronik den Spintransport zunutze machen könnten, eignen sich lokalisierte Elektronen in Graphen-Quantenpunkten als Quantenbits (Qubits) für die Quanteninformationsverarbeitung [16]. Ein Quantenpunkt ist eine Struktur auf der Nanometerskala, die einzelne Elektronen einfangen kann. Betrachtet man darin einen gebundenen Zustand, so spaltet ein äußeres Magnetfeld diesen in die Eigenzustände „spin up“ und „spin down“ auf, die sich als Qubit-Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ eignen. Bei tiefen Temperaturen beschreibt die Spinrelaxationszeit T_1 den Zerfall des Zustands höherer Energie (z. B. spin up) in den tieferen (spin down) durch spontane Emission eines akustischen Phonons mit der Zeeman-Energie. Weil beide Spinzustände durch Zeitumkehr ineinander übergehen, führt in GaAs-Quantenpunkten die Zeitumkehrinvarianz

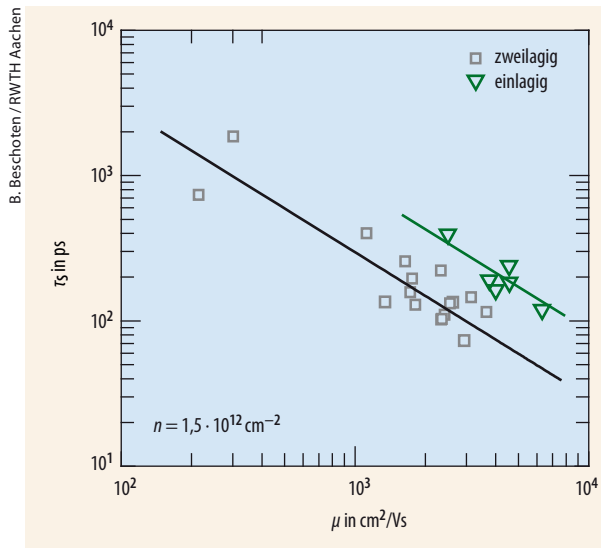


Abb. 4 Sowohl bei zweilagigem als auch einlagigem Graphen mit großem Kontaktwiderstand ist die Abhängigkeit der Spinrelaxationszeiten von der Beweglichkeit μ kompatibel mit dem D'yakonov-Perel'-Gesetz $\tau_s \propto 1/\tau$ [12].

von Spin-Bahn- und Elektron-Phonon-Wechselwirkung dazu, dass bei kleinen Magnetfeldern B , welche die Zeitumkehrinvarianz nur schwach brechen, die Zerfallswahrscheinlichkeit sehr klein wird. Zusammen mit der bei tiefen Energien geringen Zustandsdichte der Phononen führt dies in GaAs zu einer sehr ausgeprägten Magnetfeldabhängigkeit $T_1 \propto 1/B^5$ und langen Spinlebenszeiten in schwachen Feldern [17]. Graphen kann sich in dieser Hinsicht ganz anders verhalten: Die beiden Spinzustände am selben Dirac-Punkt gehen nicht durch Zeitumkehr ineinander über, denn diese dreht das Vorzeichen des Impulses um und vertauscht somit K und $-K$. Dies führt zu schwächeren Magnetfeldabhängigkeiten, z. B. $T_1 \propto 1/B^2$ in Quantenpunkten, in denen die Valley-Entartung intakt ist. In Graphen-Nanostrukturen wie Nanobändern wird die Valley-Entartung jedoch aufgehoben, und man erwartet wieder $T_1 \propto 1/B^5$ wie in GaAs [18]. Die Vorfaktoren dieser Potenzgesetze sollten erwartungsgemäß in Graphen viel kleiner sein als in GaAs, weil sowohl die Spin-Bahn- als auch die Elektron-Phonon-Kopplung deutlich schwächer sind. Es ist zu hoffen, dass es die aktuellen Fortschritte bei der Herstellung und Untersuchung von Quantenpunkten in Graphen erlauben werden, die Spinrelaxationszeit auch dort experimentell zu untersuchen. Eine offene Frage ist, ob auch der Valley-Freiheitsgrad ausreichend lange erhalten bzw. kohärent bleibt, um als klassischer [19] oder sogar quantenmechanischer [20] Informationsträger dienen zu können.

Graphen hat ausgezeichnete Eigenschaften für die Spintronik. Die gemessenen Spindiffusionslängen sind vielversprechend, allerdings scheint die Spinlebenszeit kürzer zu sein als erwartet. Bis Spin oder Valley-Isospin in Graphen als Informationsträger in Bauteilen der Mikroelektronik zum Einsatz kommen können, gilt es also noch einige physikalische Fragen zu klären. Unterdessen sind weitere zweidimensionale Festkörper entdeckt worden. Ein interessantes Beispiel

ist Molybdänit (MoS_2), welches eine gewisse Ähnlichkeit mit Graphit hat und ebenfalls aus schwach gekoppelten, zweidimensionalen Lagen besteht. Nach der Herstellung von isoliertem zweidimensionalem MoS_2 im Jahr 2010 [21] werden dessen Eigenschaften mittlerweile sehr intensiv untersucht. Die Bandstrukturen von zweidimensionalem MoS_2 und Graphen gleichen sich in einigen Aspekten, z. B. besitzt auch MoS_2 zwei Energieminima im Leitungsband sowie entsprechende Maxima im Valenzband. Es gibt aber auch wichtige Unterschiede: MoS_2 besitzt eine Bandlücke und eignet sich somit auch für konventionelle optische Anregung sowie zur direkten Herstellung von Quantenpunkten. Außerdem ist die Spin-Bahn-Kopplung in MoS_2 viel stärker als in Graphen. In der Spintronik könnte deshalb MoS_2 auch für die Erzeugung und Manipulation von Spins zum Einsatz kommen.

Literatur

- [1] B. Trauzettel, Physik Journal, Juli 2007, S. 39
- [2] M. I. Katsnelson, Graphene: Carbon in Two Dimensions, Cambridge University Press, Cambridge (2012)
- [3] T. Seyller, Physik Journal, August/September 2010, S. 53
- [4] D. Pesin und A. H. MacDonald, Nature Materials **11**, 409 (2013)
- [5] J. Fischer, B. Trauzettel und D. Loss, Phys. Rev. B **80**, 155401 (2009)
- [6] M. Gmitra, S. Konschuh, C. Ertler, C. Ambrosch-Draxl und J. Fabian, Phys. Rev. B **80**, 235431 (2009)
- [7] E. W. Hill, A. K. Geim, K. Novoselov, F. Schedin und P. Blake, IEEE Trans. Mag. **42**, 2694 (2006)
- [8] N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman und B. J. Van Wees, Nature **448**, 571 (2007)
- [9] M. H. D. Guimarães et al., Nano Letters **12**, 3512 (2012)
- [10] P. J. Zomer et al., Phys. Rev. B **86**, 161416(R) (2012)
- [11] B. Dlubak et al., Nature Phys. **8**, 557 (2012)
- [12] F. Volmer et al., Phys. Rev. B **88**, 161405(R) (2013)
- [13] M. B. Lundenberg, R. Yang, J. Renard und J. A. Folk, Phys. Rev. Lett. **110**, 156601 (2013)
- [14] T. Y. Yang et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 047206 (2011)
- [15] W. Han und R. Kawakami, Phys. Rev. Lett. **107**, 047207 (2011)
- [16] B. Trauzettel, D. V. Bulaev, D. Loss und G. Burkard, Nature Phys. **3**, 192 (2007)
- [17] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha und L. M. K. Vandersypen, Rev. Mod. Phys. **79**, 1217 (2007)
- [18] M. Droth und G. Burkard, Phys. Rev. B **87**, 205432 (2013)
- [19] A. Rycerz, J. Tworzydło und C. W. J. Beenakker, Nature Phys. **3**, 172 (2007)
- [20] N. Rohling und G. Burkard, New J. Phys. **14**, 083008 (2012)
- [21] K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan und T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. **105**, 136805 (2010)

DER AUTOR

Guido Burkard (FV Tiefe Temperaturen, Halbleiterphysik) studierte Physik an der ETH Zürich. Er promovierte 2001 an der Universität Basel und forschte danach als Postdoc am IBM T. J. Watson Research Center in Yorktown Heights, New York (USA). Nachdem er eine Förderungsprofessur des Schweizerischen Nationalfonds in Basel innehatte, folgte er einem Ruf auf eine W2-Professur an der RWTH Aachen und 2008 schließlich auf eine W3-Professur an der Universität Konstanz.

