

Der direkte Blick auf Elektronensysteme

Mit Hilfe der Rastertunnelspektroskopie lassen sich quasifreie Elektronensysteme verschiedener Dimensionalität im Realraum abbilden

Markus Morgenstern

Für die Fortentwicklung der Elektronik ist es hilfreich, das Verhalten von Elektronen möglichst genau zu verstehen. Besonders vielseitig ist das Verhalten von Elektronensystemen, bei denen die Parameter, z. B. die Dimension, frei einstellbar sind. Mit der Rastertunnelspektroskopie lassen sich verschiedene Phasen solcher Elektronensysteme mit atomarer Auflösung abbilden und so die Theorien experimentell überprüfen.

Das Rastertunnelmikroskop wird inzwischen in vielen Laboren routinemäßig eingesetzt, um Oberflächen zu charakterisieren, denn es erlaubt, Strukturen auf atomarer Skala abzubilden. Doch damit sind die Möglichkeiten dieses Instruments längst nicht ausgeschöpft, vielmehr lassen sich damit auch die elektronischen Freiheitsgrade eines Festkörpers mit hoher räumlicher Auflösung untersuchen. Bereits 1993 konnte die Gruppe um Don Eigler eindrucksvoll zeigen, wie sich mittels Rastertunnelspektroskopie die quadrierten Wellenfunktionen eines Elektronensystems abbilden lassen [1]. Die Bilder der differentiellen Leitfähigkeit entsprechen nämlich der Summe aller quadrierten Einteilchen-Wellenfunktionen mit einer bestimmten Energie (siehe Infokasten „Rastertunnelspektroskopie“). Durch Variation der Tunnelspannung variiert die Energie. Man erhält einen nahezu direkten Zugang zum Ergebnis der Schrödinger-Gleichung – den Wellenfunktionen bei verschiedener Energie.

Für die quasifreien Elektronensysteme im Leitungsband der III-V-Halbleiter bestimmen im Wesentlichen vier Parameter das Gleichgewichtsverhalten des Systems und somit die Wellenfunktionen. Dies sind die Dimension des Systems, die Elektronendichte, das elektrostatische Unordnungspotential sowie das externe Magnetfeld (siehe Infokasten „Quasifreie Elektronensysteme“). Diese vier Parameter spannen das Phasendiagramm des Systems auf. Der Reiz der III-V-Halbleiter besteht darin, dass die vier Parameter nahezu unabhängig voneinander variiert werden können. Mittels makroskopischer Techniken gelang es, verschiedenste Elektronenphasen in Abhängigkeit der Parameter zu identifizieren. Interessanterweise fußt deren theoretische Beschreibung zumeist auf der lokalen Anordnung der Elektronen. Das Ziel unserer Arbeit ist es, diese lokale Anordnung direkt sichtbar zu machen.

Es setzt jedoch voraus, dass die Elektronensysteme direkt an der Oberfläche vorliegen. Für die zumeist

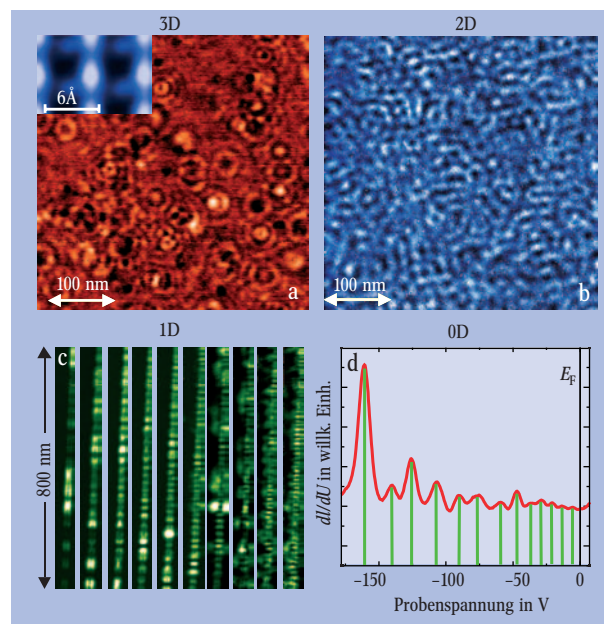


Abb. 1:

Unter dem Rastertunnelmikroskop zeigt sich, wie stark sich etwa in InAs die lokale Zustandsdichte der Elektronen im Leitungsband ändert, wenn diese in ihrer Bewegung von zunächst drei (a; $E=50$ meV) auf zwei Dimensionen (b; $E=60$ meV) bzw. eine Dimension (c; $E=0-75$ meV, v. links) eingeschränkt werden. Außerdem gezeigt ist das dI/dU -Spektrum des nulldimensionalen Systems (d). Der Bezugspunkt der Energie E ist stets das Leitungsbandminimum. Das Inset in (a) zeigt die atomare Periodizität der untersuchten Bloch-Wellen, die in allen Dimensionen gleich ist.

untersuchten GaAs-Systeme ist dies nicht der Fall. Mit Hilfe von InAs gelang es uns jedoch, Systeme in allen vier Dimensionalitäten (0D–3D) an der Oberfläche zu realisieren.

Startpunkt ist die (110)-Oberfläche eines n-dotierten InAs-Kristalls. Das resultierende 3D-Elektronensystem reicht bis an die Oberfläche und wird nicht durch Oberflächenzustände gestört [2]. Durch Adsorption weniger Prozent einer Monolage Fe entsteht eine Bandverbiegung in der Nähe der Oberfläche, die ein 2D-System direkt an der Oberfläche zur Folge hat [3]. Ein 1D-System existiert unterhalb bestimmter positiv geladener Stufenkanten, die nach dem Spalten im Abstand von einigen $10 \mu\text{m}$ auf der Oberfläche vorliegen [4]. Schließlich lassen sich 0D-Systeme auf der gleichen Oberfläche erzeugen, indem man Tunnelspitzen, die eine andere Austrittsarbeit als n-InAs(110) haben,

Priv.-Doz. Dr. Markus Morgenstern, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg, Jungiusstr. 11, 20355 Hamburg – Vortrag anlässlich der Verleihung des Walter-Schottky-Preises 2004 auf der AKF-Tagung in Regensburg.

verwendet [5]. Das resultierende elektrische Feld führt zu einem Einschlusspotential für Leitungsbandelektronen direkt unter der Spitze, was einem 0D-System entspricht. Allerdings ist dieser spitzeninduzierte Quantenpunkt ortsfest zur Spitze, sodass die 0D-Wellenfunktionen nicht abbildbar sind. Diese kann man nur an zur Probe ortsfesten Quantenpunkten, wie z. B. den verspannungsinduzierten InAs-Quantenpunkten [6], abbilden.

Analyse der Potentialunordnung

All diese Systeme haben wir ohne (Abb. 1) und mit (Abb. 6) Magnetfeld mittels Rastertunnelspektroskopie untersucht. Für 3D- und 2D-Systeme ist jeweils die lokale Zustandsdichte (Summe quadrierter Wellenfunktionen) bei vergleichbarer Energie gezeigt. Für 1D sind verschiedene Energien dargestellt und für 0D die Zustandsdichte an einem Punkt im Ortsraum als Funktion der Energie. Zunächst fällt auf, dass die lokale Zustandsdichte durch Variation von Dimension und Magnetfeld massiv geändert wird, obwohl es sich stets um Elektronen des gleichen Leitungsbandes handelt.

Eine genaue Analyse zeigt, dass sich die Muster der Elektronenzustandsdichte im Wesentlichen durch die unterschiedliche Wechselwirkung der Elektronen mit dem Unordnungspotential erklären lassen (s. Infokasten „Quasifreie Elektronensysteme“). Folglich ist es wichtig, ein Bild von der Potentialunordnung zu bekommen. Verschiedene Methoden sind dafür entwickelt worden.

► I: Die einfachste Methode basiert darauf, die geladenen Störstellen, die das Unordnungspotential dominieren, zu lokalisieren [7]. Dies ist für 3D-Systeme besonders einfach, da Rastertunnelmikroskopie-Bilder aufgenommen im Konstantstrommodus Donatoren und Akzeptoren als Erhöhungen und Vertiefungen zeigen, sodass deren laterale Position direkt messbar ist. Die Tiefe der Dotieratome unter der Oberfläche lässt sich aus der Amplitude der Erhöhungen und Vertiefungen abschätzen. Kennt man die Positionen der Störstellen,

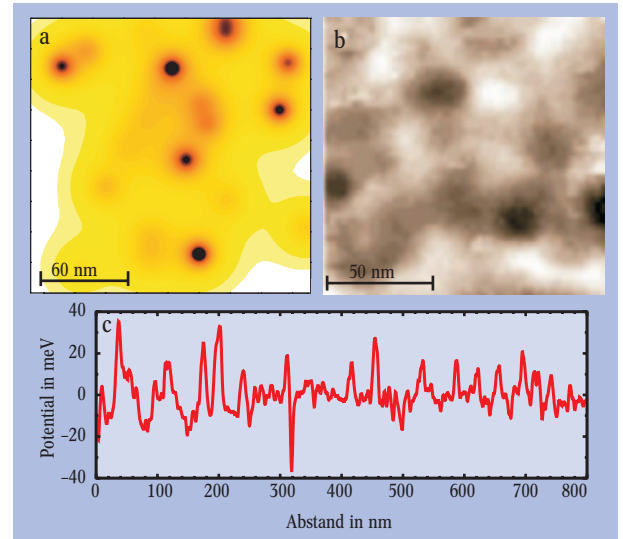


Abb. 2: Das elektrostatistische Unordnungspotential lässt sich mit verschiedenen, eigens dafür entwickelten Methoden analysieren (s. Text):
 ► a) 3D an der Oberfläche ($\sigma(V_{\text{dis}}) = 5$ meV, Methode I);
 ► b) 2D gemittelt über die vertikale Ausdehnung ($\sigma(V_{\text{dis}}) = 5$ meV, Methode III);
 ► c) 1D an der Oberfläche ($\sigma(V_{\text{dis}}) = 5$ meV, Methode II)

addiert man einfach deren abgeschirmte Coulomb-Potentiale und erhält so das Gesamtpotential.

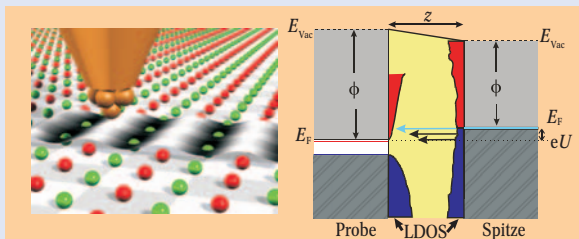
► II: Eine etwas „involviertere“ Methode nutzt das Erscheinungsbild der Oberfläche im Konstantstrommodus direkt [4]. Man geht stark vereinfachend davon aus, dass die Leitungsbandunterkante des Materials E_{CBM} dem Potential exakt folgt. Die dreidimensionale Zustandsdichte $D(E) \propto (E - E_{\text{CBM}})^{0.5}$ hängt dann vom Ort (x, y) ab. Da der Tunnelstrom $I \propto \int_{E_F}^{eU} D(E) T(E, z) dE$ konstant ist und der Transmissionskoeffizient $T(E, z)$ mittels so genannter $I(U, z)$ -Kurven gemessen werden kann, lässt sich aus den Konstantstrombildern direkt auf $E_{\text{CBM}}(x, y)$ und damit auf das Unordnungspotential schließen. Diese Methode hat den Vorteil, dass sie keine Annahmen über den La-

Rastertunnelmikroskopie

Das Rastertunnelmikroskop tastet mit einer feinen metallischen Spitze die elektronische Zustandsdichte oberhalb von Festkörperoberflächen ab (Abb. links) [14]. Da die Spitze nur etwa zwei Atomdurchmesser von der Oberfläche entfernt ist, erreicht man eine

Ortsauflösung im atomaren Bereich.

Variiert man die Tunnelspannung U zwischen Probe und Spitze, so lässt sich die Zustandsdichte der Probe bei verschiedener Energie E bezüglich der Fermi-Energie E_F abbilden (rechts). Dies ist die Basis der Rastertunnel-



Schematische Darstellung der Spitze eines Rastertunnelmikroskops oberhalb einer Oberfläche (links, Bild: S. Heinze) und Energieschema (rechts) des Tunnelkontaktes mit Probe, Vakuum und Spitze. Zustandsdichten (LDOS) von Probe und Spitze sind im Tunnelbereich

blau (besetzt) und rot (unbesetzt) dargestellt. Zwischen besetzten und unbesetzten Zuständen finden Tunnelprozesse (Pfeile) statt. Die differentielle Leitfähigkeit selektiert den hellblauen Energiebereich (Breite δE), sodass Probenzustände bei $E - E_F = eU$ vermessen werden.

spektroskopie. Genauer gesagt entspricht die lokale differentielle Leitfähigkeit des Tunnelkontaktes $dI/dU(x, y)$ der lokalen Zustandsdichte (LDOS) der Probe. Diese ist ihrerseits gleich der Summe quadrierter Einteilchen-Wellenfunktionen ψ_i :

$$\begin{aligned} dI/dU(U, x, y) &\propto \text{LDOS}(E = eU, x, y) \\ &= \frac{1}{\delta E} \cdot \sum_i |\psi_i(E_i, x, y)|^2 \cdot f(E - E_i) \end{aligned} \quad (1)$$

Die Energieauflösungsfunktion des Experiments $f(\Delta E)$ ist im Wesentlichen eine Gauss-Funktion der vollen Halbwertsbreite

$$\delta E = \sqrt{(3,3kT)^2 + (2,5eU_{\text{mod}})^2},$$

wobei U_{mod} die angelegte Wechselspannung ist, durch die die differentielle Leitfähigkeit direkt mittels Lock-In-Technik gemessen wird. Bei kleinem δE entspricht das

gemessene Bild wenigen quadrierten Wellenfunktionen.

Ein kleines δE verlangt geringe Temperaturen und eine hohe Stabilität des Tunnelkontaktes, um trotz eines geringen U_{mod} ein hohes Signal/Rausch-Verhältnis zu erreichen. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Tunnelstroms I vom Abstand Spitze-Probe wird das Stromrauschen in der Regel von mechanischen Störungen bestimmt. Typischerweise oszilliert der Spitze-Probe-Abstand während der Messung um wenige pm. Bei $U_{\text{mod}} = 0,5$ mV und $I = 500$ pA ergeben sich somit für einen typischen Datensatz von 200×200 Punkten im Ortsraum und 64 Punkten im Energieraum Messzeiten von nahezu drei Tagen bei einem Signal/Rauschverhältnis von 100.

dungszustand der Dotieratome und die Abschirmlänge macht. Sie hat jedoch den Nachteil, dass sie nur das Unordnungspotential direkt an der Oberfläche rekonstruiert, obwohl die untersuchten Elektronensysteme stets einige nm in den Kristall hineinreichen.

► III: Diese Methode erlaubt es, tiefer in den Kristall hineinzuschauen. Sie nutzt den oben beschriebenen spitzeninduzierten Quantenpunkt [5]. In dessen Spektrum (Abb. 1d) entspricht jeder Peak einem 0D-Zustand des Quantenpunktes. Da der Zustand niedrigster Energie im Zentrum des Quantenpunktes lokalisiert ist und wie der s-Zustand eines H-Atoms eine gaussförmige laterale Ausdehnung hat, reflektiert seine Energie das Potential im Zentrum des Quantenpunktes. Schiebt man den Quantenpunkt über die Oberfläche, folgt die Energie also dem Unordnungspotential, das so kartiert wird. Da der Quantenpunkt senkrecht zur Oberfläche genau so weit ausgedehnt ist wie 1D- und 2D-Systeme, mittelt die Methode über die relevante vertikale Ausdehnung. Der Nachteil dieser Methode ist, dass das Verfahren lateral über die laterale Halbwertsbreite des s-artigen Zustandes mittelt, d. h. sehr kurzreichweitige Potentialfluktuationen werden ausgeglichen. Darüber hinaus ist der Quantenpunkt eine Folge der individuellen Spitze, d. h. er ist auch während der Messung des 1D- oder 2D-Systems vorhanden und stört gegebenenfalls dessen Eigenschaften.

Keine der Methoden ist also perfekt, sie erlauben aber alle eine gute Approximation des relevanten Unordnungspotentials $V_{\text{dis}}(\vec{r})$ und zwar exakt in dem Probenbereich, in dem die lokale Zustandsdichte vermessen wird. Abb. 2 zeigt solche Potentiale für die untersuchten 3D-, 2D- und 1D-Systeme. Berechnet man aus Histogrammen der gemessenen Potentialwerte Standardabweichungen vom Mittelwert, so ergibt sich $\sigma(V_{\text{dis}}) = 5 - 10$ meV, was ein gutes Maß für die Stärke der Unordnung ist.

Dreidimensionale Systeme

Anhand des Unordnungspotentials lässt sich das Verhalten der Systeme recht gut verstehen. Prinzipiell führt ein ausreichend starkes Unordnungspotential stets zur Lokalisierung der Elektronen, d. h. das System wird isolierend. Im untersuchten 3D-System ist die Unordnung jedoch viel zu schwach, um zur Lokalisierung zu führen. Allerdings werden die Elektronenwellen an den geladenen Dotieratomen gestreut. Werden sie retroreflektiert, erhält man Selbstinterferenz, was zu zirkularen Wellenmustern führt. Diese sind in Abb. 1a zu sehen, wobei die unterschiedlichen Radien der Zirkularwellenmuster auf unterschiedliche Tiefen der ent-

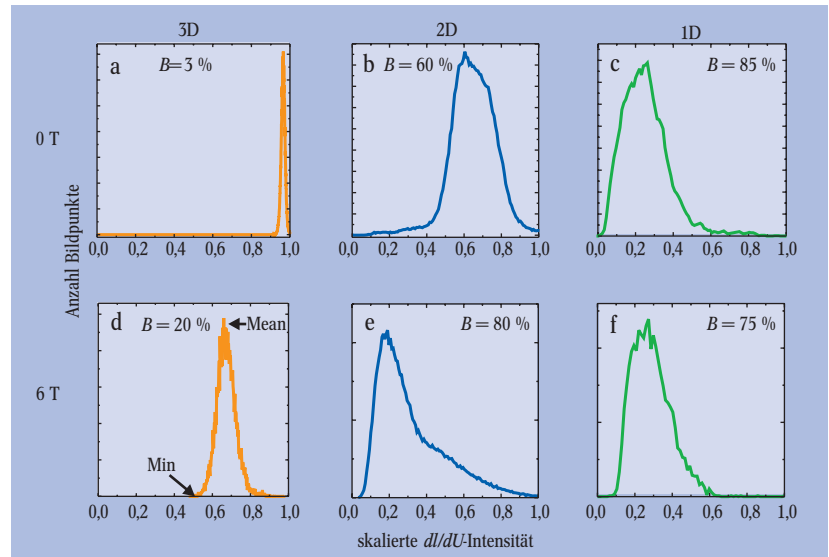


Abb. 3: Anhand der Histogramme der Werte für die differentielle Leitfähigkeit dI/dU innerhalb eines Bildes lassen sich die Elektronensysteme bei unterschiedlicher Magnetfeldstärke und Dimensionalität charakterisieren (vgl. Text). Die ausgewerteten Bilder stammen aus Abb. 1 bzw. Abb. 6 (1D: $E = 40$ meV). Zusätzlich ist die relative Breite der Histogramme $B = (\text{Mean} - \text{Min}) / \text{Mean}$ (Mean: mittlerer dI/dU -Wert, Min: minimaler dI/dU -Wert) angegeben (vgl. d).

Quasifreie Elektronensysteme

Quasifreie Elektronensysteme werden durch die Vielteilchenwellenfunktion $\Psi(\vec{r}_1, \sigma_1, \vec{r}_2, \sigma_2, \dots, \vec{r}_N, \sigma_N)$ beschrieben, wobei \vec{r}_i die Ortsvektoren der einzelnen Elektronen und σ_i die entsprechenden Spinkonfigurationen sind. Die Dimension der Ortsvektoren entspricht der Dimension D des Systems und die Anzahl N der Vektoren der Elektronendichte $n = N/V$. Im externen Magnetfeld \vec{B} besteht der Hamiltonian der Schrödinger-Gleichung aus vier Termen: Der erste Term H_{kin} beschreibt die kinetische Energie des Systems, der zweite Term H_{dis} die Wechselwirkung der Elektronen mit dem elektrostatischen Unordnungspotential, der dritte H_{ee} die Wechselwirkung der Elektronen untereinander und der vierte H_{Zeeman} die Wechselwirkung

der Elektronenspins mit dem externen Magnetfeld. Weitere sogenannte relativistische Terme wie die Spin-Bahn-Wechselwirkung werden hier vernachlässigt.

Für ein quasifreies System (parabolisch, isotropes Leitungsband) ist die Schrödinger-Gleichung dann durch drei Materialparameter und vier weitere Parameter eindeutig bestimmt: Diese sind die effektive Masse m^* , die dielektrische Konstante ϵ sowie der gyromagnetische Faktor g . Für InAs(GaAs) ergeben sich $m^* = 0,023$ (0,067), $\epsilon = 14,6$ (13,1) und $g = -14,3$ (-0,44). Die verbleibenden Parameter sind D , n , \vec{B} sowie das Unordnungspotential $V_{\text{dis}}(\vec{r})$. Letzteres wird durch Fremdatome, Fehlstellen oder Legierungsunordnungen im Wirtskristall des quasifreien Elektronensystems hervorgerufen. In den

untersuchten Halbleitersystemen bestimmen die für die Besetzung des parabolischen Leitungsbandes notwendigen Donatoren V_{dis} . In realen Systemen kommt noch die Temperatur T als Parameter hinzu.

Prinzipiell hängt das Verhalten des Systems in komplexer Weise von den Parametern ab. Grobe Abhängigkeiten lassen sich jedoch angeben. Ein starkes V_{dis} beeinflusst H_{dis} und führt tendenziell zur Lokalisierung der Elektronen, d. h. zu einem isolierenden Verhalten des Systems. Diese Tendenz kann je nach Art der Lokalisierung durch ein Magnetfeld verstärkt oder verringert werden. Die Tendenz zur Lokalisierung ist umso größer je kleiner D und je kleiner n ist. Darüber hinaus nehmen sowohl die kinetische Energie H_{kin} als auch

H_{ee} mit zunehmendem n zu. Da H_{kin} jedoch stärker mit n wächst, ist die Elektron-Elektron-Wechselwirkung nur bei kleinen Elektronendichten dominant. Ein solches kleines n lässt sich in III-V-Halbleitern, nicht jedoch in den parabolischen Bändern von Metallen realisieren. Schließlich beeinflusst das Magnetfeld vor allem H_{kin} und den Zeeman-Term, was im Einteilchen-Bild als Landau- und Spinquantisierung bekannt ist. Wichtig ist, dass bei ausreichend hohem Magnetfeld die kinetische Energie des Systems erheblich reduziert wird. Dies ist insbesondere der Fall, wenn alle Elektronen das unterste Landau-Niveau bevölkern. Dann bestimmen Elektron-Elektron-Wechselwirkung und Elektron-Unordnungswechselwirkung vollständig das Verhalten des Systems.

sprechenden Dotieratome verweisen. Die Wahrscheinlichkeit der Retroreflektion (Streuquerschnitt) ist durch die Amplitude der stehenden Wellen gegeben. Tatsächlich ist diese sehr klein, wie im Histogramm von Abb. 3a sichtbar. Die Breite des Histogramms ist nur 3 % des Mittelwerts, d. h. die Korrugation der lokalen Zu-

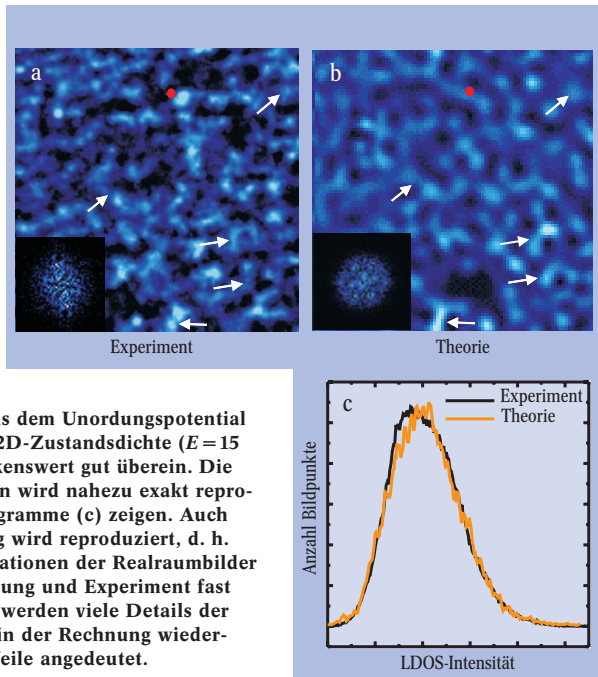


Abb. 4: Gemessene (a) und aus dem Unordnungspotential errechnete (b) lokale 2D-Zustandsdichte ($E = 15$ meV) stimmen bemerkenswert gut überein. Die Stärke der Korrugation wird nahezu exakt reproduziert, wie die Histogramme (c) zeigen. Auch die k -Raum-Verteilung wird reproduziert, d. h. die Fourier-Transformationen der Realraumbilder (Insets) sind in Rechnung und Experiment fast identisch. Schließlich werden viele Details der Realraumbilder auch in der Rechnung wiedergegeben, wie durch Pfeile angedeutet.

standsichte ist gering. Anders ausgedrückt hat nur ein geringer Anteil der Bloch-Wellen aufgrund der Streuung eine feste Phasenbeziehung zum Ort der Dotieratome, d. h. der Einfluss der Unordnung ist gering.

Zweidimensionale Systeme

Obwohl die Stärke der Unordnung in 2D fast identisch ist, ändert sich das Verhalten dramatisch. Ein ungeordnetes Wellenmuster sehr hoher Korrugation wird sichtbar (Abb. 1b). Das Histogramm in Abb. 3b ist viel breiter und eine Korrelation der Muster in Abb. 1b zu Orten der Dotieratome nahezu unmöglich. Dieser Unterschied zwischen 3D und 2D ist unter dem Stichwort „schwache Lokalisierung“ bekannt. Hintergrund ist die geometrische Überlegung, dass in 2D alle klassischen Streupfade geschlossen sind, während dies in 3D

nur auf sehr wenige zutrifft. Der genaue Beweis dieser Tatsache ist kompliziert [8], man kann sich aber leicht vorstellen, dass die Reduktion der Dimension den Aufbau geschlossener Pfade begünstigt. Da ein geschlossener Streupfad, lax gesagt, einem lokalisierten Elektron entspricht, – da das Elektron ja nicht aus dem Pfadgebiet herauskommt –, sind 2D-Systeme zumeist Isolatoren. Quantenmechanisch führt der geschlossene Pfad zu Interferenz. Läuft das Elektron den Pfad rechts- oder linksherum, sammelt es die gleiche Phase auf, so dass die beiden Phasen am Ausgangspunkt konstruktiv interferieren. Da dies für alle Pfade in 2D gilt, haben alle Elektronen zumindest bei 0 K eine feste Phasenbeziehung zum Unordnungspotential. Das ganze System besteht aus selbstinterferierenden Elektronenwellen, was eine sehr starke Korrugation der lokalen Zustandsdichte zur Folge hat. Außerdem sind die beitragenden Streupfade kompliziert und beinhalten viele Streuer, sodass auch die Wellenmuster kompliziert werden. Dieses qualitative Bild lässt sich quantitativ bestätigen, indem man mit Hilfe des Unordnungspotentials die erwarteten Einteilchen-Wellenfunktionen ausrechnet und diese zur lokalen Zustandsdichte superponiert. Wie gut dabei gemessene und berechnete lokale Zustandsdichte desselben Probenbereichs übereinstimmen, zeigt Abb. 4. Verbleibende Unterschiede sind auf Ungenauigkeiten in der Potentialbestimmung zurückzuführen. Die gefundenen starken und komplexen Wellenmuster in 2D visualisieren somit die Tendenz von 2D-Systemen schwach zu lokalisieren.

Eindimensionale Systeme

Die Tendenz zur Lokalisierung ist für 1D-Systeme noch stärker, führt jedoch zu weniger komplexen Wellenmustern, da die Streupfade auf 1D reduziert sind. Die Perlenketten-Muster in Abb. 1c zeigen dementsprechend ebenfalls eine sehr starke Korrugation (Abb. 3c); sie lassen sich durch die gleiche Einteilchen-Rechnung wie in 2D reproduzieren [4]. Dieses Resultat ist verblüffend, wenn man bedenkt, dass sich 1D-Systeme schon bei schwacher Elektron-Elektron-Wechselwirkung radikal verändern. Die Anregungen in der Nähe der Fermikante sind prinzipiell keine Einteilchenzustände mehr, sondern Vielteilchenzustände, genauer Spin- und Ladungsdichtewellen [9]. Deren Dispersion $E(k)$ lässt sich im Rahmen der Luttinger-Theorie ausrechnen. Sie ist steiler als die Dispersion entsprechender Einteilchenzu-

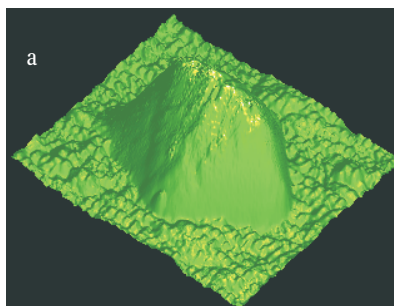
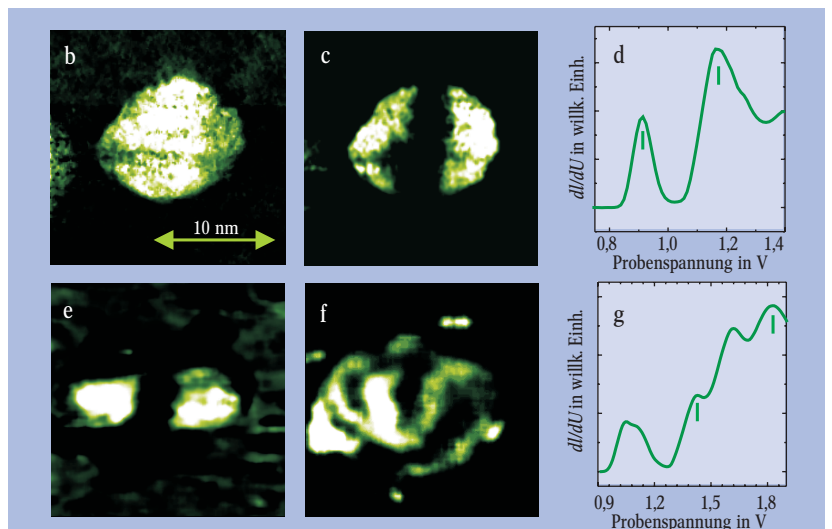


Abb. 5: Quadrierte Wellenfunktionen von Quantenpunkten: a) 3D-STM-Bild eines Quantenpunktes; (b) und (c) sind dI/dU -Bilder des gleichen Quantenpunktes bei den im zugehörigen dI/dU -Spektrum (d) durch Striche markierten Probenspannungen; (e)–(g) zeigen zwei der vier Wellenfunktionen eines anderen Quantenpunktes.



stände. Obwohl die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im untersuchten System mit 12 meV stärker ist als die Elektron-Unordnungs-Wechselwirkung (5 meV), wurden keine Anzeichen der steileren Dispersion gefunden. Der Grund ist unklar, da bisher keine adäquaten Theorien existieren, die eine reale Unordnung mit der Elektron-Elektron-Wechselwirkung kombinieren.

Nulldimensionale Systeme

In 0D-Systemen ist Lokalisierung eine triviale Eigenschaft. Sie führt zu diskreten Energiezuständen, die als Peaks in $dI/dU(U)$ -Kurven sichtbar werden. Abb. 1d zeigt die Peaks des spitzeninduzierten Quantenpunktes. Die laterale Verteilung der Zustände lässt sich jedoch nicht vermessen, da der Quantenpunkt mit der Spitze über die Probe geschoben wird. Dies gelingt nur für ortsfeste Quantenpunkte wie verspannungsinduzierte InAs-Quantenpunkte auf GaAs [6]. Abb. 5 zeigt zwei Beispiele solcher Quantenpunkte [10]. Der Peakabstand in den dI/dU -Kurven ist größer als in Abb. 1d, da die verspannungsinduzierten Quantenpunkte mit 20 nm (Abb. 5a) kleiner als die spitzeninduzierten (60–100 nm) sind. Abb. 5b–c und e–f zeigen die lokale Zustandsdichte bei den Peakenergien. Sie repräsentieren jeweils Wellenfunktionen einzelner Zustände. Diese zeigen mit zunehmender Energie mehr Knoten, wie man es von s-, p- und d-Zuständen im Atom kennt. Folglich heißen Quantenpunkte auch künstliche Atome.

Der Einfluss des Magnetfelds

Abbildung 6 zeigt die Daten bei $B = 6$ T. Sie sollen in umgekehrter Reihenfolge besprochen werden. Für das 0D-System (Abb. 6d) sind nun Peaks oberhalb der Fermi-Kante, also unbesetzte Zustände, zu erkennen. Sie zeigen eine Aufspaltung in Dubletts, die der Spinaufspaltung der Zustände im Magnetfeld entspricht [7]. Offensichtlich wird die Spinaufspaltung mit zunehmender Energie kleiner. Darüber hinaus ist sie bei kleinen Energien größer als aufgrund des g -Faktors erwartet (5 meV). Der Grund ist die spinabhängige Elektron-Elektron-Wechselwirkung, genannt Austauschwechselwirkung. Aufgrund der Antisymmetrisierung der Gesamtwellenfunktion sind Elektronen parallelen Spins im Mittel weiter voneinander entfernt als Elektronen antiparallelen Spins. Sie spüren somit eine geringere Coulomb-Abstoßung. Im Quantenpunkt sind im B -Feld mehr \downarrow - als \uparrow -Elektronen, da erstere energetisch günstiger sind. Die \downarrow -Zustände oberhalb der Fermi-Kante erfahren also in der Summe weniger Coulomb-Abstoßung als die \uparrow -Zustände. Dies führt zu der beobachteten erhöhten Spinaufspaltung. Da die Austauschwechselwirkung darüber hinaus mit dem Energieabstand zwischen den wechselwirkenden Zuständen abnimmt, wird der Effekt mit zunehmender Energie kleiner. Schiebt man nun den Quantenpunkt über die Oberfläche, ändert sich die Anzahl der Elektronen und damit der \downarrow -Überschuss, was als variierende Spinaufspaltung tatsächlich beobachtet wird [7].

In 1D finden wir nur sehr geringe Änderungen im B -Feld, d. h. die Muster in Abb. 1c und 6c sind nahezu identisch. Dies liegt daran, dass der Zyklotronradius der freien Elektronen mit 22 nm größer als die Einsperrlänge von 18 nm ist. Außerdem ist die Einsperrenergie mit etwa 100 meV deutlich größer als die Landau-Energie von 30 meV. Eine massive Änderung der Wellenmuster erwartet man erst, wenn die Zyklotronbewegung dominant wird. Es ist jedoch bekannt,

dass schon relativ schwache Magnetfelder die Lokalisierungslänge der Zustände erhöhen. Bei $T > 0$ K reduziert dies die Anzahl lokalisierter Zustände, da schwache Lokalisierung nur möglich ist, wenn die Lokalisierungslänge kleiner als die Phasenkohärenzlänge ist. Diese wird jedoch bei $T > 0$ K durch inelastische Streuung begrenzt, sodass im Magnetfeld weniger Zustände zur Interferenz beitragen. Die resultierende geringere Korrigation sieht man tatsächlich in Abb. 3f.

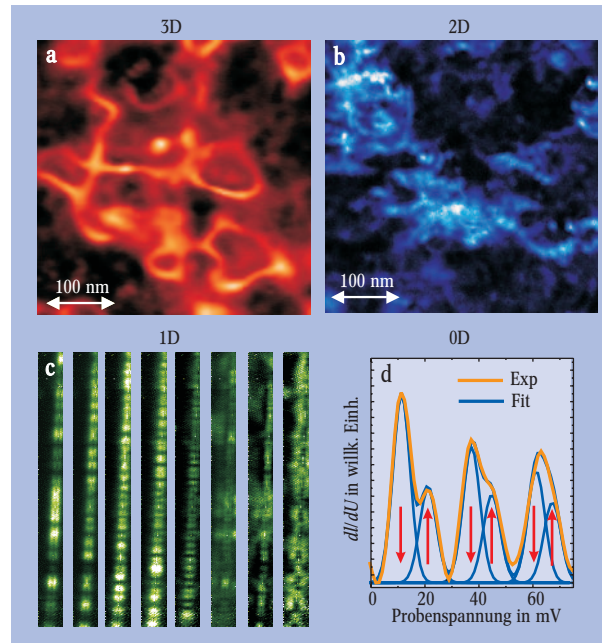


Abb. 6: Betrachtet man die hier gezeigten Rastertunnelmikroskop-Aufnahmen der lokalen Zustandsdichte des InAs-Leitungsbandes bei einem nicht verschwindenden Magnetfeld ($B = 6$ T), ergeben sich deutliche Veränderungen im Vergleich zu den Zustandsdichten bei $B = 0$ T (vgl. Abb. 1 und Text): Gezeigt sind lokale Zustandsdichten des Elektronensystems in 3D (a; $E = 60$ meV); 2D (b; $E = 60$ meV) und 1D (c; $E = 0 - 75$ meV, v. links) sowie das dI/dU -Spektrum des nulldimensionalen Systems (d).

Dramatischere Änderungen findet man in 2D und 3D. Die Abbildungen 6a und b zeigen Schlangenmuster anstelle der Wellenmuster bei $B = 0$ T (Abb. 1a und b). Hier sind nun Zyklotronradius und Landau-Energie mit der Ausdehnung und Tiefe der Potentialunordnung zu vergleichen und dominieren eindeutig. Ein klassisches Bild erklärt das Zustandekommen der Schlangenmuster in 2D [11]. Da der Zyklotronradius klassisch von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängt, ist er in einem Unordnungspotential nicht konstant. Das elektrische Feld der Unordnung beschleunigt und bremst die Elektronen auf ihrer Zyklotronbahn. Dies führt zu einer Zykloiddbahn, die sich entlang von Äquipotentiallinien der Unordnung bewegt (Abb. 7a). Quantenmechanisch ist nun der mittlere Zyklotronradius aufgrund der Landau-Quantisierung auf diskrete Werte beschränkt. Man erhält für jedes Landau-Niveau einen Satz von Zykloiddbahnen entlang jeder Äquipotentiallinie der Unordnung. Die entsprechenden Zustände heißen Driftzustände. Der individuelle Driftzustand ist dann ein Streifen entlang einer Äquipotentiallinie mit der Halbwertsbreite des Zyklotronradius (Abb. 6b). Eine Änderung der Energie entspricht einem Driften entlang einer anderen Äquipotentiallinie, sodass die Äquipotentiallinien sukzessive abgetastet werden. Die Driftzustände in Abb. 7b–e werden mit zunehmender Energie kleiner, d. h. sie driften um einen Potentialberg.

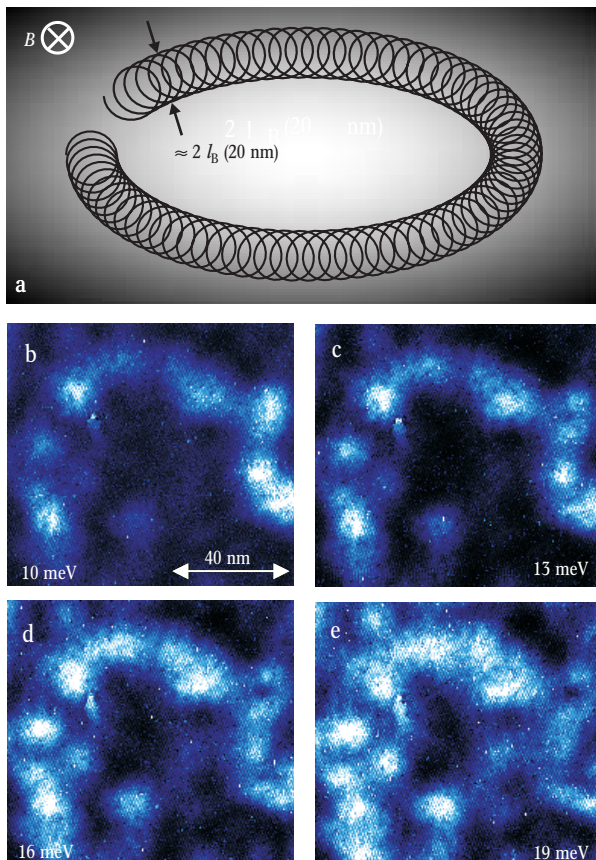


Abb. 7: Driftzustände eines 2D-Elektronensystems im Magnetfeld, $B = 6$ T: (a) Visualisierung der klassischen 2D-Elektronenbahn im Unordnungspotential, l_B ist der Zyklotronradius; (b)–(e) dI/dU -Bild derselben Probenstelle bei leicht unterschiedlicher Energie.

Überraschenderweise finden sich Driftzustände auch in 3D-Systemen (Abb. 6a) [12]. Allerdings ist die Korrugation (Abb. 3d) deutlich kleiner. Ersteres ist nicht selbstverständlich, da sich die Elektronen in 3D parallel zum Magnetfeld (z -Richtung) frei bewegen können. Sie können somit auf ihrem Driftweg von der entsprechenden Äquipotentiallinie fliehen. Tatsächlich lassen sich Driftzustände in 3D nur in Magnetfeldern beobachten, die stark genug sind, die kinetische Energie der Elektronen entlang des Magnetfeldes signifikant zu reduzieren (siehe Infokasten „Quasifreie Elektronensysteme“). Das Auftreten einer so genannten Coulomb-Bandlücke an der Fermi-Kante zeigt, dass die Driftzustände mit einer partiellen Lokalisierung der Elektronen einhergehen [13]. Daraus ergibt sich folgendes Szenario: Im starken Magnetfeld führt die Reduzierung der kinetischen Energie zu einer stärkeren Rückstreuung an Potentialunebenheiten in z -Richtung. Ein Teil der Elektronen lokalisiert dadurch in einzelnen Potentialmulden, d. h. die Elektronen verlassen diese Potentialmulde auf ihrem Streuweg nicht. Da die Potentialmulden jedoch senkrecht zum Magnetfeld größer als der Zyklotronradius sind, gilt hierfür die oben beschriebene 2D-Physik, d. h. man erhält Driftzustände in verschiedenen Potentialmulden. Man erwartet mit zunehmendem Magnetfeld mehr und mehr Driftzustände, was experimentell auch gefunden wird.

Ausblick

Die dargestellten Messungen öffnen ein Fenster in die spannende Welt der wechselwirkenden Elektronensysteme. Dabei sind die bisher gefundenen Elektronen-

phasen weitgehend auf den Einfluss der Elektron-Unordnungs-Wechselwirkung zurückzuführen. Im nächsten Schritt wäre es interessant, den Einfluss der sehr viel komplexeren Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf der lokalen Skala zu studieren. Dies verlangt Systeme mit geringerer Potentialunordnung, in den meisten Fällen tiefere Temperaturen und partiell höhere Magnetfelder. Ein UHV-Rastertunnelmikroskop, das bei 300 mK und in Magnetfeldern bis zu 14 T arbeitet, ist kürzlich in meiner Arbeitsgruppe fertiggestellt worden. Proben mit weniger Unordnung lassen sich prinzipiell durch Verwendung von Substraten geringerer Dotierung wie InSb oder durch Heterostrukturen, die sehr nahe an der Oberfläche liegen, realisieren. Entsprechende Vorarbeiten werden momentan durchgeführt. Dies sollte es in Zukunft erlauben, solche interessante Anordnungen wie Spintexturen, Streifenphasen oder Elektronenkristalle im Realraum abzubilden.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt allen heutigen und ehemaligen Doktoranden meiner Arbeitsgruppe, namentlich Ralph Dombrowski, Christian Wittneven, Daniel Haude, Jens Wiebe, Andre Wachowiak, Jan Klijn, Christian Meier, Theophilos Maltezopoulos, Lilli Sacharow und Focko Meier, sowie Roland Wiesendanger, der die Arbeiten stets mit Rat und Tat unterstützt hat. Außerdem danke ich der DFG für finanzielle Unterstützung.

Literatur

- [1] M. F. Crommie, C. P. Lutz und D. M. Eigler, *Nature* **363**, 524 (1993)
- [2] C. Wittneven, R. Dombrowski, M. Morgenstern und R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5616 (1998)
- [3] M. Morgenstern et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 136806 (2002); **90**, 056804 (2003)
- [4] C. Meyer, J. Klijn, M. Morgenstern und R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 076803 (2003)
- [5] R. Dombrowski et al., *Phys. Rev. B* **59**, 8043 (1999); M. Morgenstern et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5588 (2000)
- [6] D. Bimberg, M. Grundmann und N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley, New York (1999)
- [7] M. Morgenstern et al., *Phys. Rev. B* **62**, 7257 (2000); **63**, 201301 (2001)
- [8] E. Abrahams et al., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979)
- [9] J. Voigt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 997 (1995)
- [10] T. Maltezopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 196804 (2003)
- [11] R. E. Prange und S. M. Girvin, *The Quantum Hall Effect*, Springer, New York (1987)
- [12] D. Haude et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1582 (2001)
- [13] M. Morgenstern, D. Haude, J. Klijn und R. Wiesendanger, *Phys. Rev. B* **66**, 121102 (2002)
- [14] R. Wiesendanger, *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy*, Cambridge University Press, Cambridge (1994)

Der Autor

Markus Morgenstern studierte Physik an der TU Berlin und der Universität Groningen. 1996 promovierte er mit einer Arbeit über Rastertunnelmikroskopie, die er am Forschungszentrum Jülich durchgeführt hat. Nach einem Forschungsaufenthalt an der Université Paris VII wurde er 1997 Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Roland Wiesendanger an der Universität Hamburg. Dort habilitierte er 2002.

