

Transportphänomene in organischen Molekülkristallen

Vom Isolator zum Supraleiter im Handumdrehen

Jan Hendrik Schön, Christian Kloc und Bertram Batlogg

Organische Halbleiter sind nicht nur von großem wissenschaftlichen, sondern zunehmend auch von technischem Interesse. In Spezialanwendungen versprechen sie deutliche Vorteile gegenüber konventionellen anorganischen Halbleitern in Bezug auf eine kostengünstige, großflächige Herstellung von elektronischen und optoelektronischen Bauelementen wie Leuchtdioden, Solarzellen oder auch Transistoren. Organische Leuchtdioden haben beispielsweise bereits den Weg in die kommerziellen Anwendungen gefunden [1]. Trotz dieser großen technischen Fortschritte ist das Verständnis der grundlegenden, intrinsischen Eigenschaften noch bei weitem nicht vollständig. Das Studium dieser Materialien führt immer wieder zu unerwarteten Ergebnissen.

Um die intrinsischen Eigenschaften von organischen Halbleitern untersuchen zu können, ist es notwendig, sehr reine Einkristalle von hoher Qualität herzustellen, da in dünnen Schichten extrinsische Einflüsse wie Korngrenzen, Verunreinigungen oder Unordnung die optischen und elektrischen Eigenschaften dominieren können. Für technische Anwendungen sind allerdings eher Dünnschichten dieser Materialien von Interesse. Allerdings bilden Kristalle einen guten Ausgangspunkt für wissenschaftliche Untersuchungen und auch zur Abschätzung des technischen Potenzials der verschiedenen organischen Halbleiter. Reine Einkristalle dieser Halbleiter sind hoch-isolierend, doch können sie durch Injektion von Ladungsträgern, zum Beispiel mittels elektrischer Felder, leitend gemacht werden. Mithilfe des Feldeffektes ist es dann möglich, die „Dotierung“ kontrolliert zu beeinflussen und die intrinsischen Eigenschaften dieser organischen Materialien über sehr große Bereiche der Ladungsträgerdichte zu untersuchen.

Ladungstransport

In unseren Studien konzentrieren wir uns auf Molekülkristalle und einige Polymere, wie beispielsweise Polythiophen. Abbildung 1 zeigt die Struktur typischer Moleküle, aus denen einige der untersuchten Kristalle aufgebaut sind. Es handelt sich hierbei um planare, lineare, π -konjugierte Moleküle, die aufgrund ihrer Eigenschaften vor allem für elektronische Anwendungen interessant sind. Darüber hinaus bilden auch fußball-

förmige C_{60} -Moleküle gute Kristalle. Aufgrund der attraktiven van-der-Waals-Wechselwirkung und der repulsiven Pauli-Wechselwirkung kristallisieren diese linearen Moleküle in einer so genannten Fischgrätenstruktur als Schichtkristalle (Abb. 2). Qualitativ, hochwertige Einkristalle lassen sich aus der Gasphase in einem Strom von Gas herstellen [2]. Eine reduzierende Atmosphäre hat sich als nützlich erwiesen, um elektrisch aktive Defekte und Verunreinigungen zu minimieren. Zugleich wird der organische Halbleiterkristall dabei effizient gereinigt. Typische Einkristall-Proben weisen Flächen von einigen Quadratmillimetern und Dicken von 10 bis 100 Mikrometer auf (Abb. 2).

Der Ladungstransport in dieser Klasse von Materialien ist durch den Überlapp der π -Molekülorbitale bestimmt. Aufgrund der vergleichsweise schwachen van-der-Waals-Bindungen stellt sich die Frage, ob bandartiger Transport von delokalisierten Ladungsträgern (Elektronen, Löchern) wie in gewöhnlichen anorganischen Halbleitern möglich ist, oder ob Hopping-Transport vorherrscht. In diesem Fall sind die Ladungsträger auf einzelnen Molekülen lokalisiert und der Ladungstransport kommt durch „Hüpfen“ von einem Molekül zum nächsten zustande. Abbildung 3 zeigt die Beweg-

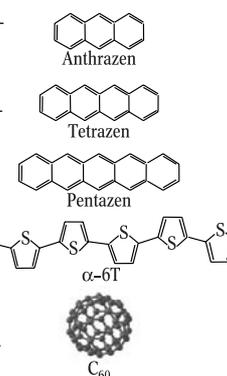


Abb. 1: Chemische Struktur der untersuchten Moleküle Anthracen, Tetrazen, Pentazen, α -Sexithiophen (α -6T) und C_{60} .

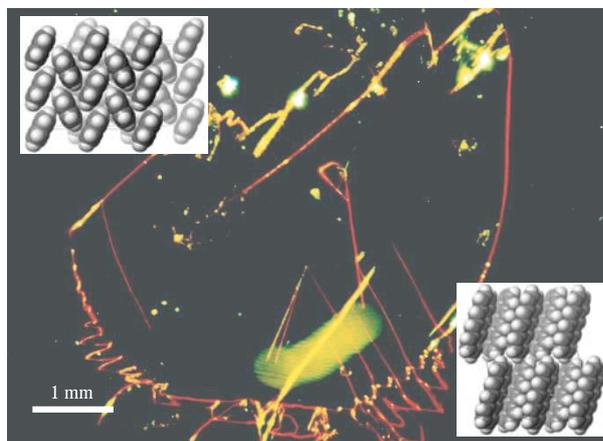


Abb. 2: Optische Aufnahme eines typischen Molekülkristalls (α -6T). Die gelbroten Linien entstehen durch starke Lumineszenz an den Kanten des Kristalls und an Stufen auf der Oberfläche aufgrund von Totalreflexion an den Grenzflächen. Die schematische Kristallstruktur dieser Materialien ist in den Insets dargestellt: Fischgrätenmuster (links oben) und Schichtstruktur (rechts unten).

Dr. Jan Hendrik Schön, Dr. Christian Kloc, Bell Laboratories, Lucent Technologies, 600 Mountain Avenue, Murray Hill, NJ 07974-0636, USA;

Prof. Dr. Bertram Batlogg, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Höggerberg, 8093 Zürich, Schweiz

lichkeit von positiven Ladungsträgern (Löchern) in Pentazen in Abhängigkeit der Temperatur und für den Transport entlang der Molekülebenen. Unterhalb der Raumtemperatur nimmt die Beweglichkeit der Ladungsträger mit abnehmender Temperatur zu und folgt einem Potenzgesetz [3, 4]. Dieses ist typisch für bandartigen Transport. Allerdings verändert sich bei höheren Temperaturen die Temperaturabhängigkeit, was auf eine Lokalisierung der Ladungsträger aufgrund von starker Elektron-Phonon-Wechselwirkung zurückzuführen ist und zu Hopping-Leitung führt [5, 6]. Bei tiefen Temperaturen werden Beweglichkeiten von mehr als $100\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht, was bisher nur in hochreinen anorganischen Halbleitern wie etwa Si oder GaAs möglich war. Das eingehende Studium des Ladungstransports führt zu weiteren überraschenden Ergebnissen: Bei tiefsten Temperaturen ist die effektive Masse

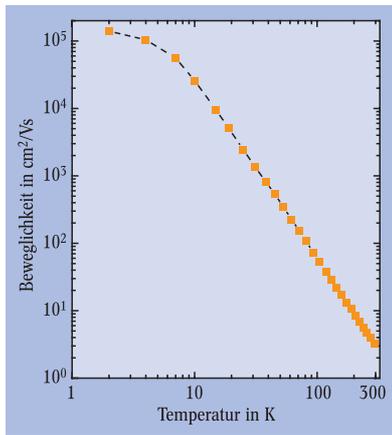


Abb. 3: Beweglichkeit positiver Ladungsträger in Pentazen-Einkristallen für den Transport in den molekularen Ebenen. Das Potenzverhalten ist typisch für kohärenten, bandartigen Ladungstransport von delokalisierten Ladungsträgern.

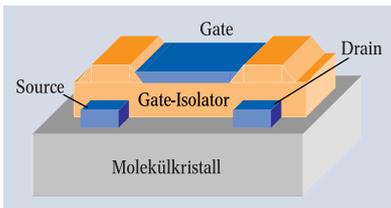


Abb. 4: Struktur eines Feldeffekt-Transistors (FET) auf der Basis von Molekülkristallen. Auf dem Molekülkristall (grau) werden Metallkontakte (z. B. Gold) aufgebracht. Amorphes Al_2O_3 dient als Gate-Isolator (orange) und Gold als Gate-Elektrode (blau).

der Ladungsträger so gering wie die eines freien Elektrons. Dies ist bemerkenswert, da man aufgrund der schwachen van-der-Waals-Bindung zwischen den Molekülen und dem entsprechend geringen Überlapp der π -Wellenfunktionen intuitiv eine größere Masse erwarten könnte. Hinzu kommt, dass diese effektive Masse mit zunehmender Temperatur exponentiell anwächst und bei Raumtemperatur im Bereich von 20- bis 50-mal der freien Elektronenmasse liegt [6]. Eine solche „Massenrenormalisierung“ ist auf einen neuartigen quantenmechanischen Vielteilcheneffekt zurückzuführen, der in seinen Einzelheiten zwar noch nicht verstanden ist, aber wahrscheinlich auf der Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern und den Vibrationen des Molekülkristalles beruht.

Da die organischen Materialien Bandlücken im Bereich von 1,5 bis 3 eV besitzen, sind sie in hochreiner, undotierter Form isolierend (spezifischer Widerstand $> 10^{14}\ \Omega\text{cm}$). Wie auch bei konventionellen Halbleitern lässt sich die Leitfähigkeit durch chemisches Dotieren erhöhen. Dieses führt allerdings oft zu strukturellen Defekten, die den Ladungstransport behindern können. Eine andere attraktive Möglichkeit der Dotierung kann man sich aus der modernen Mikroelektronik abschauen. In einem Feldeffekt-Transistor (FET) werden

Ladungsträger durch ein elektrisches Feld injiziert, sodass man die Leitfähigkeit einer dünnen Grenzschicht, Kanal genannt, mittels einer Spannung an der Gate-Elektrode verändern kann. Die Ladungsträgerkonzentration in dieser zweidimensionalen Anreicherungsschicht kann über mehrere Größenordnungen variieren. Abbildung 4 zeigt schematisch den Aufbau eines Feldeffekt-Transistors auf der Basis hochreiner organischer Molekülkristalle. In solchen Strukturen lassen sich nun die Eigenschaften von zweidimensionalen Elektronen- bzw. Lochgasen als Funktion der Ladungsträgerdichte untersuchen. Der interessante Dichtebereich wird hierbei nach unten von der Transistorschwelle (ca. 10^{10} cm^{-2}) begrenzt, bei der das Injizieren von frei beweglichen Ladungsträgern in den Kanal einsetzt, und nach oben vom Durchbruch des Gateoxids (bei Dichten größer als 10^{14} cm^{-2}). Der Bereich überdeckt somit alle interessanten Werte, vom hochverdünnten Gas mit 10^{-4} Elektronen pro Molekül (ca. 10^{10} cm^{-2}) bis zum voll-metallischen Zustand mit einigen Elektronen pro Molekül (ca. 10^{14} cm^{-2}). Nachfolgend beschreiben wir einige Beispiele der vielfältigen physikalischen Phänomene.

Quanten-Hall-Effekt

Wird das zweidimensionale Elektronengas, das durch die Ladungsträgerinjektion im Kanal entsteht, nun einem starken, senkrechten Magnetfeld ausgesetzt, so kondensieren die Elektronen auf diskreten, quantisierten Energieniveaus, den Landau-Niveaus. Bei Ladungsträgerdichten im Bereich von 10^{10} bis 10^{11} cm^{-2} treten dann bei tiefen Temperaturen Oszillationen des Magnetowiderstands zusammen mit quantisierten Plateaus der Hall-Konstante auf (Abb. 5), typisch für den ganzzahligen Quanten-Hall-Effekt. Der Hall-Widerstand im Plateaubereich hängt nicht von der Probengeometrie, dem Material oder anderen äußeren Parametern ab und ist durch die einfache Beziehung fundamentaler Naturkonstanten $R_{xy} = h/fe^2$ gegeben. Der so genannte Füllfaktor f ist hierbei eine ganze Zahl. Diese Beobachtung unterstreicht die hohe Qualität der Molekülkristalle, da der Quanten-Hall-Effekt nur in hochreinen Halbleiterproben beobachtet werden kann. Erniedrigt man die Elektronendichte im Kanal, so dominiert die Wechselwirkung zwischen den Elektronen

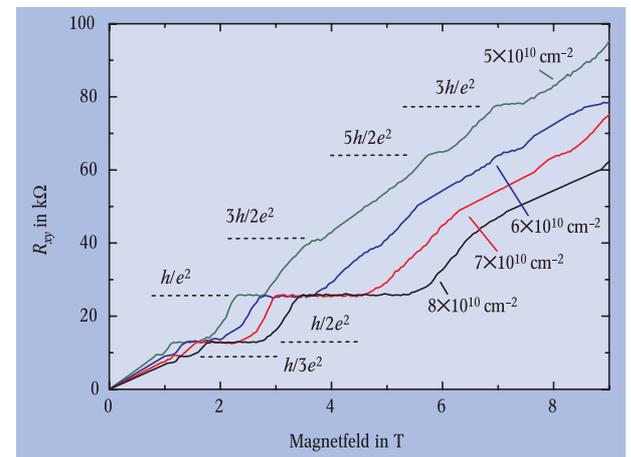


Abb. 5: Hall-Widerstand R_{xy} einer Tetrazen-Probe als Funktion des angelegten Magnetfelds und der Ladungsträgerdichte bei 1,7 K. Die Plateaus des ganzzahligen Quanten-Hall-Effekts ($h/5e^2$, $h/2e^2$, h/e^2) und des gebrochenzahligen Quanten-Hall-Effekts ($3h/2e^2$, $5h/2e^2$, $3h/e^2$) sind deutlich zu erkennen.

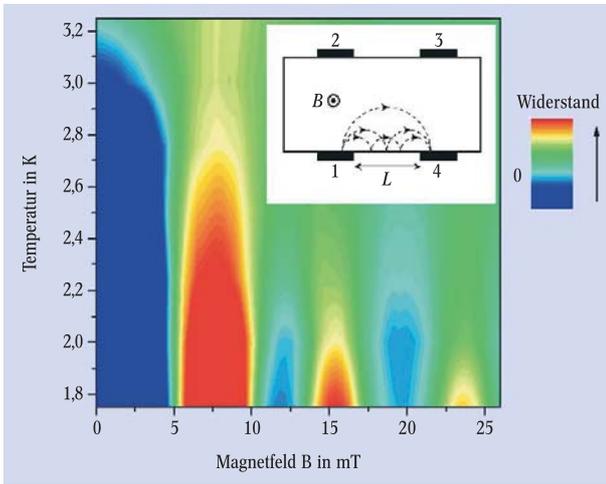


Abb. 6: Ballistischer Transport in Pentazen. Bei den Magnetowiderstandsmessungen wird der Spannungsabfall zwischen den Kontakten 4 und 3 (V_{43}) für einen gegebenen Strom zwischen den Kontakten 1 und 2 (I_{12}) als Funktion der Temperatur und des Magnetfelds gemessen (siehe Inset). Wenn die Probengröße kleiner als die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger ist, kann der Widerstand V_{43}/I_{12} aufgrund ballistischen Transports negativ werden (blau). Die periodische Peakstruktur als Funktion des Magnetfelds lässt sich durch Zyklotron-Bahnen erklären. Drei solcher Peaks (rot) sind deutlich zu erkennen. Eine mittlere freie Weglänge von etwa $45 \mu\text{m}$ kann aus diesen Messungen abgeschätzt werden. Die Erhöhung der Temperatur führt zu erhöhter Streuung, die den ballistischen Transport unterdrückt und zum Verschwinden der Peakstruktur führt.

über die Effekte der Unordnung, und der fraktionale Quanten-Hall-Effekt tritt auf. Im Gegensatz zu seinem ganzzahligen Pendant treten beim fraktionalen Quanten-Hall-Effekt für rationale Füllfaktoren (p/q , wobei p und q ganzzahlig sind) Plateaus in der Hall-Konstante auf [7]. Dieser Effekt ist das Ergebnis einer stark korrelierten Bewegung eines zweidimensionalen Elektronengases in einem starken Magnetfeld, bei der im Gegensatz zum ganzzahligen Effekt die Elektron-Elektron-Wechselwirkung dominiert. Neue Quasiteilchen, „Composite Fermions“, welche aus einem Elektron und

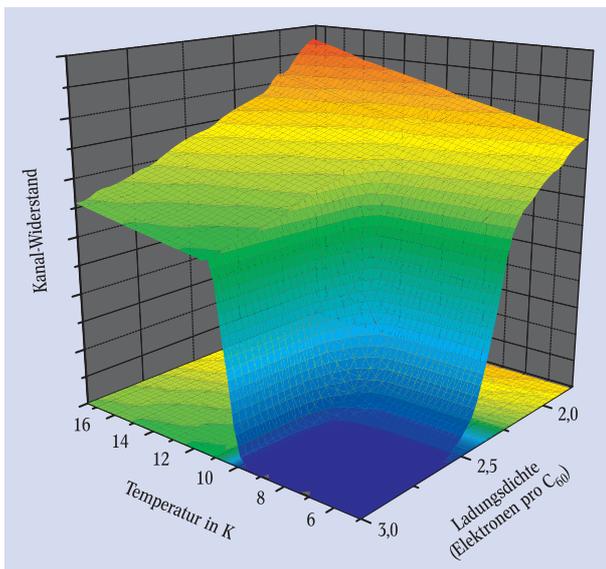


Abb. 7: Widerstand des Kanals eines C_{60} -Transistors als Funktion der Gatespannung und der Temperatur. Der Übergang zur Supraleitung durch Feldeffekt-Dotieren ist unterhalb von 11 K deutlich zu erkennen.

ganzzahligen Vielfachen von Flussquanten bestehen, werden gebildet. Verglichen mit konventionellen, anorganischen Halbleitern wie GaAs oder Si haben organische Halbleiter eine viel kleinere Dielektrizitätskonstante, was zu einer verstärkten Elektron-Elektron Wechselwirkung führt. Deshalb sind Quanten-Hall-Phänomene ausgeprägter und können bei relativ hohen Temperaturen beobachtet werden.

Ballistischer Transport

Aufgrund der hohen Qualität der Kristalle können die Ladungsträger bei tiefen Temperaturen makroskopisch weite Strecken ohne Streuprozesse zurücklegen. Wird nun die Probendimension vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge, so können Effekte des ballistischen Transports beobachtet werden. In diesem Regime kann sich der Ladungsträger wie eine Gewehrkugel ohne Streuung an Defekten geradlinig durch die Probe bewegen. Definiert man den Widerstand als Verhältnis der abfallenden Spannung zwischen Elektroden 4 und 3 für einen gegebenen Strom zwischen den Kontakten 1 und 2 (siehe Inset von Abbildung 6), so kann dieser Widerstand sogar negativ werden wenn Elektronen aus Punktkontakten direkt, „ballistisch“ von Kontakt 1 nach 3 injiziert werden. Dieses erniedrigt den Spannungsabfall oder kann sogar zu einem negativen Spannungsabfall führen, der einem „negativen Widerstand“ entspricht. Darüber hinaus werden Elektronen in einem Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen, weil die Lorentz-Kraft auf sie wirkt. Ist die Stärke des Magnetfeldes nun so gewählt, dass der Zyklotronradius dem Abstand der Kontakte (1–4) entspricht, so werden Oszillationen des Widerstands beobachtet [8]. Dieses gilt auch für Vielfache des Radius, sofern die Ladungsträger an den Kristallflächen spekulär reflektiert werden. Die Ergebnisse zeigen, dass in Materialien wie Pentazen oder Tetrazen freie Weglängen von bis zu 45 Mikrometern für Ladungsträgerkonzentrationen im Bereich von 10^{12} bis 10^{13} cm^{-2} erreicht werden können [9]. Diese makroskopischen Längen unterstreichen eindrücklich die hohe Qualität dieser organischen Halbleiterkristalle.

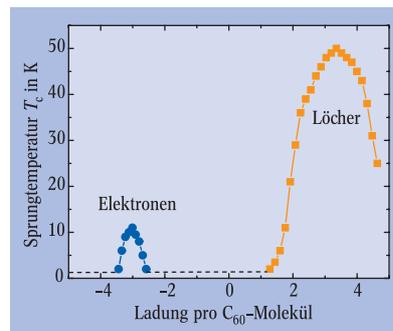


Abb. 8: Sprungtemperatur T_c als Funktion der Ladung pro C_{60} -Molekül.

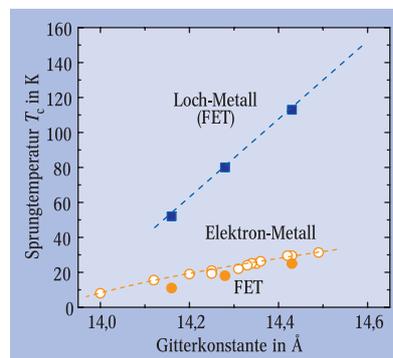


Abb. 9: Supraleitende Sprungtemperatur für Feldeffekt-dotiertes C_{60} als Funktion der Gitterkonstante (Löcher: blau, Elektronen: orange). Das Gitter wurde durch Interkalation von Chloroform bzw. Bromoform aufgeweitet. Zum Vergleich sind Ergebnisse von Alkalimetall-dotierten Fullerenen [10] gezeigt (offene Symbole).

Gate-induzierte Supraleitung

Werden Kristalle eines C_{60} -Moleküls (Buckyballs) mit Alkalimetallatomen chemisch so dotiert, dass drei Elektronen an jedes C_{60} -Molekül abgegeben werden, so beobachtet man unterhalb von etwa 30 K Supraleitung [10]. Es stellt sich daher die Frage, ob man diesen Zustand auch in einem FET erreichen kann. Ist es möglich, genügend viele Elektronen in den Kanal zu injizieren, um Supraleitung zu beobachten? Um diese ho-

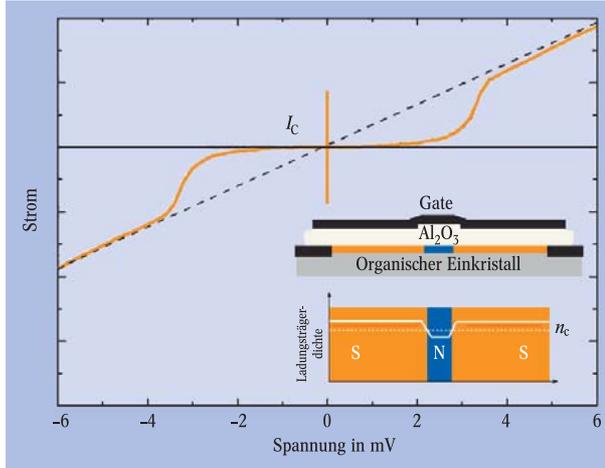


Abb. 10: Durch eine laterale Strukturierung der Isolatorschichtdicke eines Feldeffekt-Transistors lässt sich eine Modulation der Ladungsträgerdichte entlang des Kanals erreichen (siehe Inset). Auf diese Weise können Tunnelkontakte zwischen zwei supraleitenden Bereichen hergestellt werden. Eine typische Kennlinie eines solchen Josephson-Kontakts ist für Elektronen-dotiertes C_{60} gezeigt.

hen Konzentrationen zu erreichen, benötigt man ein Dielektrikum mit einer sehr hohen Durchschlagsfestigkeit. Abbildung 7 zeigt den Widerstand des Kanals eines C_{60} -Transistors als Funktion der Temperatur und der Ladungsdichte. Der Übergang zur Supraleitung unterhalb von etwa 11 K ist deutlich zu erkennen, d. h. durch die Änderung der Gatespannung lässt sich quasi „per Handumdrehen“ ein Isolator in einen Supraleiter verwandeln [11]. Eine weitaus höhere Sprungtemperatur kann man in C_{60} bei Dotieren mit Löchern anstelle von Elektronen erwarten. Rechnungen sagen eine höhere effektive Zustandsdichte an der Fermi-Kante und auch eine stärkere Kopplung zu Phononen voraus [12]. Allerdings ist es aufgrund der starken Elektronenaffinität der Buckyballs bisher nicht möglich, eine stabile Löcherdotierung auf chemischem Wege zu erzielen. Die Feldeffekt-Dotierung erlaubt dieses einfach durch Umpolen der Gatespannung. In der Sprache der Festkörperphysik entspricht dies der Verschiebung der Fermi-Energie über weite Bereiche aus dem Leitungsband in das Valenzband. In der Tat gelang es, eine Sprungtemperatur T_c von 52 K zu erreichen (Abb. 8) [13]. Geht man davon aus, dass eine Aufweitung des Gitters analog zum Alkalimetall-dotierten C_{60} [10] zu einer Erhöhung von T_c führt, kann man sogar Sprungtemperaturen von über 100 K erwarten. Durch Einlagern von Chloroform- und Bromoform-Molekülen in die Kristallstruktur (Interkalation) gelang es, eine maximale kritische Temperatur von $T_c = 117$ K zu erreichen [14] (Abb. 9).

Neben C_{60} wurde Supraleitung erstmals auch in Azen-Kristallen (Anthrazen, Tetrazen und Pentazen) und in Oligothiophenen beobachtet, bei denen es bis-

lang durch chemisches Dotieren nicht gelungen war, einen metallischen Zustand zu erreichen. Das Feldeffekt-Dotieren erlaubt es, neue Materialklassen auf Supraleitung zu untersuchen, ohne aufwändige oder gar unmögliche chemische Dotierexperimente durchführen zu müssen. Darüber hinaus gelang es auch, Supraleitung in einem organischen Polymerfilm zu induzieren, also ein „supraleitendes Plastik“ herzustellen [15]. Die Selbstorganisation des speziellen Polymers, Poly(3-Hexylthiophen), scheint dabei eine wesentliche Voraussetzung zu sein, da sich dadurch kleinste Bereiche des Polymerfilms in einer kristall-ähnlichen Regelmäßigkeit anordnen. Die lokale Ordnung fördert den Ladungstransport zwischen den Polymerketten und erlaubt die Ausbildung der Supraleitung, während Unordnung den supraleitenden Zustand unterdrückt. Dieses könnte eine mögliche Erklärung dafür sein, dass es in chemisch dotierten Polymeren bisher nicht gelang, Supraleitung zu beobachten. Auch wenn der Mechanismus der Supraleitung in diesen Materialien noch nicht im Detail verstanden ist, deuten die bisherigen experimentellen Ergebnisse auf Phonon-induzierte Elektronenpaarung hin.

Neben der Möglichkeit, „im Handumdrehen“ aus einem Isolator einen Supraleiter herzustellen, lässt sich ein weiterer Freiheitsgrad des Feldeffekt-Dotierens nutzen. Durch laterale Strukturierung der Dicke des Gateoxids gelingt es, die Ladungsträgerkonzentration räumlich zu variieren. Auf diese Weise ist es möglich, Josephson-Kontakte auf der Basis von Supraleiter-Metall-Supraleiter- oder Supraleiter-Isolator-Supraleiter-Strukturen herzustellen (Abb. 10) [16]. Hierbei kann die Kopplungsstärke zwischen den Supraleitern ebenfalls über die Gatespannung gesteuert werden, was für supraleitende Schaltungen attraktiv sein könnte. Da sich mithilfe von Schaltkreisen mit Josephson-Kontakten „Qubits“ darstellen lassen [17], könnten sich hieraus neue Möglichkeiten zur Anwendung in Quantencomputern ergeben. Die Verwendung von Plastikmaterialien und „steuerbaren“ Kontakten erscheint hier durchaus attraktiv.

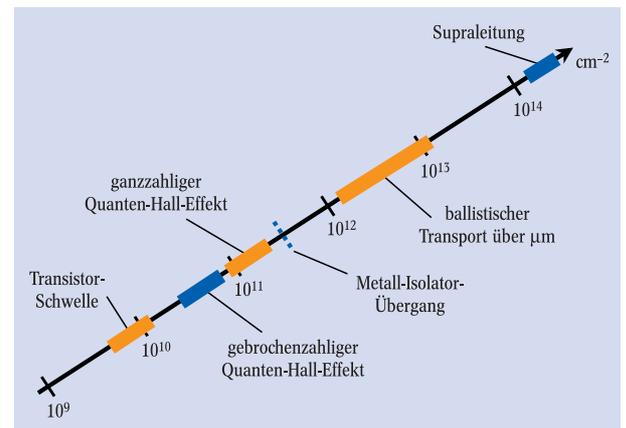


Abb. 11: Zusammenfassung der verschiedenen Phänomene in einem Pentacene-Feldeffekttransistor als Funktion der Ladungsträgerkonzentration. Die Transistorschwelle wird bei etwa 10^{10} cm^{-2} beobachtet. Für höhere Konzentrationen erreicht man das Regime des gebrochen- und ganzzahligen Quanten-Hall-Effekts. Für etwa $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ kann ein Isolator-Metall-Übergang beobachtet werden. Im metallischen Bereich gelang es, ballistischen Transport mit mittleren freien Weglängen von mehreren zehn Mikrometern nachzuweisen. Für Elektronendichten von 10^{14} cm^{-2} erreicht man die supraleitende Phase.

Fazit

Die Verwendung organischer Transistoren ermöglicht es, die elektronischen Eigenschaften dieser Materialien als Funktion der Ladungsträgerkonzentration zu untersuchen. Diese lässt sich mittels der Gatespannung über einen weiten Bereich variieren, ohne dass die strukturelle Ordnung der Moleküle beeinträchtigt wird oder dass chemische Defekte in dem Material erzeugt werden. Dadurch eröffnen sich bisher ungeahnte Möglichkeiten für Forschung und Technik. Einige der erwähnten Phänomene sind in Abbildung 11 zusammengefasst. Die Methode des *Feldefekt-Dotierens* wurde bisher anhand von organischen Molekülkristallen demonstriert und zur Erkundung physikalischer Phänomene eingesetzt. Die dabei gewonnenen Erfahrungen und Erfolge sind eine starke Motivation, diese Methode auch auf anorganische Materialien auszuweiten [18]. Im Allgemeinen liegt der Reiz dieser Methode darin, dass neuartige Ladungszustände in Festkörpern erzeugt werden können, die durch traditionelle Methoden der Chemie nicht erreichbar sind.

Literatur

- [1] R. Scharf, Phys. Bl., Juni 1999, S. 37.
 [2] Ch. Kloc, P. G. Simpkins, T. Siegrist und R. A. Laudise, J. Cryst. Growth **182**, 416 (1997).
 [3] W. Warta und N. Karl, Phys. Rev. B **32**, 1172 (1985).
 [4] J. H. Schön, Ch. Kloc und B. Batlogg, Science **287**, 1022 (2000).
 [5] E. A. Silinsh und V. Capek, Organic Molecular Crystals (AIP Press, 1994).
 [6] J. H. Schön, Ch. Kloc und B. Batlogg, Phys. Rev. Lett. **86**, 3843 (2001).
 [7] J. H. Schön, Ch. Kloc und B. Batlogg, Science **288**, 2338 (2000).
 [8] J. Spector, J. S. Weiner, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer und K. W. West, Surf. Sci. **263**, 240 (1992).
 [9] J. H. Schön, Ch. Kloc und B. Batlogg, J. Appl. Phys. **90**, 3419 (2001).
 [10] O. Gunnarson, Rev. Mod. Phys. **69**, 575 (1997).
 [11] J. H. Schön, Ch. Kloc, R. C. Haddon und B. Batlogg, Science **288**, 656 (2000).
 [12] I. I. Mazin, S. N. Rashkeev, V. P. Antropov, O. Jepsen und A. I. Liechtenstein, Phys. Rev. B **45**, 5114 (1992).
 [13] J. H. Schön, Ch. Kloc und B. Batlogg, Nature **408**, 549 (2000).
 [14] J. H. Schön, Ch. Kloc und B. Batlogg, Science **292**, 252 (2001).
 [15] J. H. Schön, A. Dodabalapur, Z. Bao, Ch. Kloc, O. Schenker und B. Batlogg, Nature **410**, 189 (2001).
 [16] J. H. Schön, H. Y. Hwang, Ch. Kloc und B. Batlogg, Science **293**, 2432 (2001).
 [17] J. E. Mooij, Microelectr. Eng. **47**, 3 (1999).
 [18] J. H. Schön, M. Dorget, F. C. Beuran, X. Z. Xu, E. Arushanov, C. Deville Cavellin und M. Laguës, Nature **414**, 434 (2001).

Die Autoren

Jan Hendrik Schön (links) hat in Konstanz Physik studiert und 1997 promoviert. Nach einem weiteren Jahr in Konstanz mit Arbeiten über Verbindungshalbleiter, organische Halbleiter und Solarzellen ging er im Sommer 1998 zu den Bell Laboratories, wo er zunächst als Postdoc und seit 2001 festangestellt an organischen Halbleitern forscht.

Christian Kloc (Mitte) ist es in den vergangenen 20 Jahren gelungen, zahlreiche neue inorganische und organische Einkristalle zu züchten, die bei Instituten und Unternehmen in der ganzen Welt gefragt sind. Er studierte Chemieingenieurwesen in Gliwice (Polen) und promovierte in Physik in Warschau. Nach langjährigen Tätigkeiten an der Polnischen Akademie der Wissenschaften und der Universität Konstanz wechselte er 1998 zu den Bell Labs.

Bertram Batlogg ist fasziniert von der Physik neuer Materialien wie Hochtemperatur-Supraleitern oder den hier beschriebenen Molekülkristallen. Besonders interessieren ihn dabei Vielteilchen-Phänomene wie Magnetismus und Supraleitung. Nach über 20 Jahren bei den Bell Labs ist er im Herbst 2000 an seine Alma Mater, die ETH Zürich, zurückgekehrt. Seine wenigen freien Stunden verbringt der in den Bergen Aufgewachsene immer noch mit Wandern und Skifahren.

