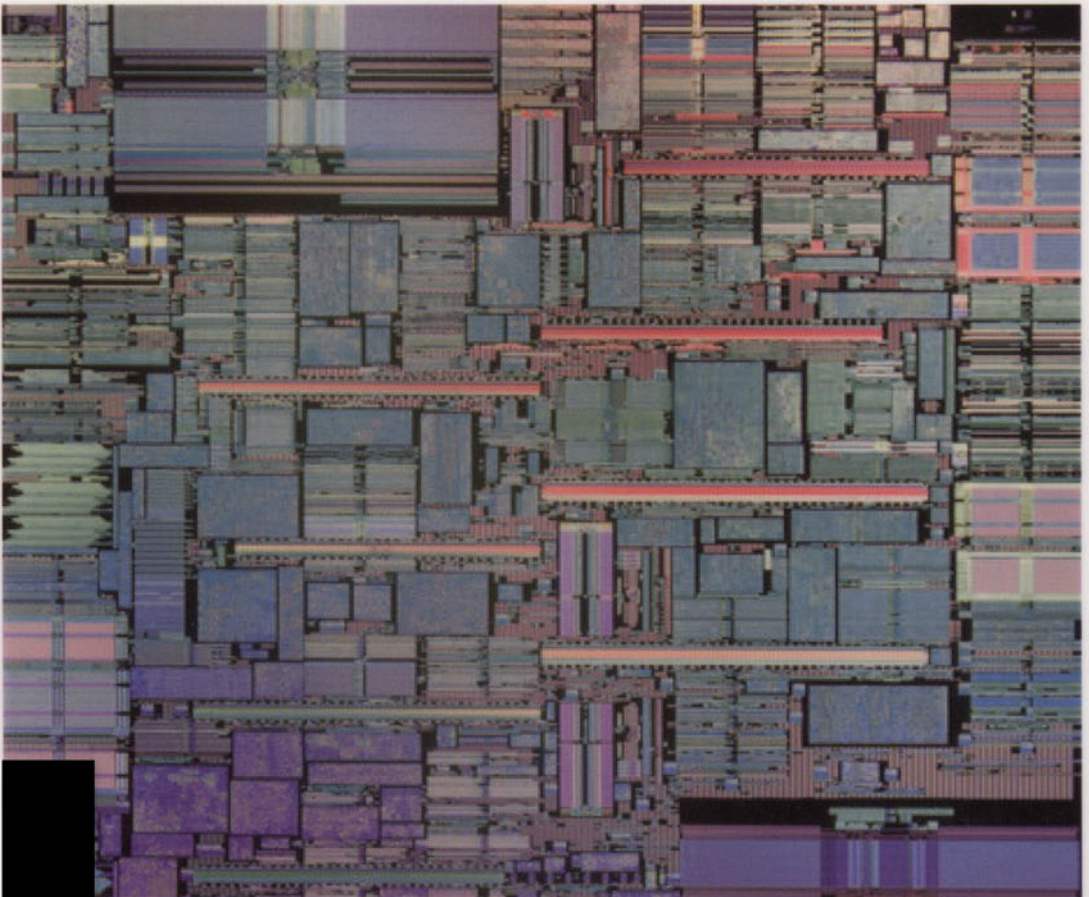


Rudolf Huebener

Kristalle: Spielfeld der Elektronen

Von Halbleitern und Supraleitern



Rudolf Huebener

Kristalle: Spielfeld der Elektronen

Von Halbleitern und Supraleitern



**WILEY-
VCH**

WILEY-VCH GmbH & Co. KGaA

Autor

Prof. Rudolf Huebener
Universität Tübingen

1. Auflage

Das Titelbild:

Das Bild zeigt eine Aufnahme des „IBM Power3“-Mikroprozessors. Mit bis zu zwei Milliarden Operationen pro Sekunde dient er als leistungsfähige Schaltzentrale im Supercomputer „IBM RS/6000 SP“ – auch bekannt unter der Bezeichnung „Deep Blue“.

Das vorliegende Werk wurde sorgfältig erarbeitet. Dennoch übernehmen Autor und Verlag für die Richtigkeit von Angaben, Hinweisen und Ratschlägen sowie für eventuelle Druckfehler keine Haftung.

Bibliografische Information**Der Deutschen Bibliothek**

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

© 2003 WILEY-VCH GmbH & Co. KGaA,
Weinheim

Alle Rechte, insbesondere die der Übersetzung in andere Sprachen vorbehalten. Kein Teil dieses Buches darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlages in irgendeiner Form – durch Photokopie, Mikroverfilmung oder irgendein anderes Verfahren – reproduziert oder in eine von Maschinen, insbesondere von Datenverarbeitungsmaschinen, verwendbare Sprache übertragen oder übersetzt werden.

Printed in the Federal Republic of Germany
Gedruckt auf säurefreiem Papier

Druck

betz-druck GmbH, Darmstadt

Bindung

Großbuchbinderei J. Schäffer GmbH & Co. KG,
Grünstadt

ISBN 3-527-40431-7

Geleitwort

Wissenschaft und Technik sind in das heutige Leben weiter vorgedrungen als je zuvor, auch wenn es vielen Menschen manchmal gar nicht bewusst ist. Eine Abschwächung dieses Prozesses ist gegenwärtig nicht zu erkennen – im Gegenteil. Eine Hauptrolle spielen hierbei die Naturwissenschaften, wobei im Mikroskopischen, in der Welt der Moleküle, Atome und Elektronen, die Abgrenzungen der Disziplinen Biologie, Chemie und Physik immer stärker verwischen. Wenn man bedenkt, dass die gesamte Natur nur aus etwa 100 Elementen besteht so wird klar, dass die Anordnung von Atomen und ihre Wechselwirkungen erst die Vielzahl der Funktionen und Erscheinungsformen der Materie ausmacht. Dabei gibt es auch heute noch unzählige Überraschungen, niemand hatte zum Beispiel damit gerechnet, dass aus dem metallischen Magnesium kombiniert mit dem halbleitenden Bor ein neuer Supraleiter entsteht! Trotz solcher Überraschungen und vieler offenen Fragen gibt es gerade auf dem Gebiet der Festkörperphysik ein fundiertes Wissen im Verständnis der Eigenschaften fester Stoffe. Der Aufbau der Kristalle und ihr elektronisches Verhalten wurden in den vergangenen Jahrzehnten intensiv untersucht. Man lernte, zwischen Metallen, Halbleitern und Supraleitern zu unterscheiden. Die heute allgegenwärtige und im Alltag unverzichtbar gewordene Mikroelektronik wuchs sprunghaft heran. Zur Zeit verpuppt sie sich schon weiter durch die ständig fortschreitende Verkleinerung in Richtung der Nanoelektronik, wobei am Ende schon die molekulare Elektronik winkt und der viel diskutierte Quantencomputer möglicherweise ein vollkommen neues Anwendungsgebiet der Physik eröffnet.

In diesem Buch vermittelt der Autor eine Einsicht in die faszinierende Welt der Kristalle und ihrer Eigenschaften. Das gelingt in einer allgemeinverständlichen Form mit der Absicht, auf diese Weise einem breiten Publikum einen Einblick in dieses für uns besonders wichtige Gebiet zu geben. Dabei wird immer wieder deutlich, wie aus sorgfältiger Grundlagenforschung unerwartete, neue Zweige herauswachsen, und wie vor allem auch die technischen Nutzungen nicht vorhergesehene neue Wege einschlagen. Ein fast schon klassisches Beispiel ist der Laser, dessen Entdeckung und erste technische Umsetzung im Juli 1960 noch nicht einmal ansatzweise das enorme Anwendungsspektrum – von der Datenspeicherung oder Unterhaltungsindustrie bis hin zur Medizintechnik oder Materialbearbeitung – erahnen ließ.

Es ist zu wünschen, dass dieses Buch bei möglichst vielen Lesern neues Interesse an der Physik weckt und auch dazu beiträgt, ein wichtiges Gebiet nicht nur kommenden Generationen von Forschern, sondern auch einer breiteren Öffentlichkeit zugänglich zu machen.

Klaus von Klitzing

Professor Dr. Klaus von Klitzing ist Direktor am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart. Für die Entdeckung des Quanten-Hall-Effektes wurde er 1985 mit dem Nobelpreis für Physik geehrt.

Vorwort

Nur wenige wissenschaftlich-technische Entwicklungen des letzten Jahrhunderts haben unser heutiges Leben ähnlich stark beeinflusst wie die spektakulären Erkenntnisfortschritte bei den elektronischen Eigenschaften der festen Stoffe. Viele der gegenwärtigen Errungenschaften hängen auf das Engste mit diesen Fortschritten zusammen. Um nur einige zu nennen: der Transistor und seine extreme Miniaturisierung in der Mikroelektronik, die elektronische Datenverarbeitung und die hochentwickelten, enorm leistungsfähigen Computer, das Mobil-Telefon und die Satelliten-Kommunikation, Fernsehen und Unterhaltungselektronik, sowie zahlreiche Instrumente und Systeme in der Medizintechnik.

Letztendlich ist der Schauplatz all dieser Ereignisse des Fortschritts die Welt der Elektronen in Kristallen, wobei auch die (quantisierten) Schwingungen des Kristallgitters immer wieder ihre Wirkung zeigen. Die umwälzenden Erkenntnisfortschritte sind mit vielen Einzelpersonlichkeiten verknüpft. Häufig war auch ein regelrechter Paradigmenwechsel notwendig, um die neuen Erkenntnisse richtig zu ordnen. Daher überrascht es auch nicht, dass die Pioniere mit ihren neuen Ideen fast in der Regel zunächst große Schwierigkeiten und Ablehnung überwinden mussten, bevor das Neue langsam akzeptiert wurde. In bestimmten Fällen war auch eine gezielte Forschung in großen Industrielaboratorien der Schlüssel zum Fortschritt. Dies wird besonders durch die Erfindung des Transistors in den amerikanischen Bell Laboratorien eindrucksvoll verdeutlicht.

Es fällt immer wieder auf, dass auf vielen Gebieten die entscheidenden neuen Ideen von sehr jungen Wissenschaftlern stammten, die gerade einmal erst das Alter von Anfang bis Mitte zwanzig erreicht hatten. Besonders hierfür gibt es in diesem Buch viele Beispiele. Das Buch reiht berühmte Forscher und Preisträger wie an einem roten Faden auf und versucht, die menschlichen Besonderheiten, Schwierigkeiten und auch Zufälligkeiten in vielen Fällen anzudeuten. Hierbei wird als entscheidendes Merkmal deutlich, wie wichtig auch immer der offene Dialog und Gedankenaustausch für die erzielten Fortschritte gewesen ist.

Die nicht zu leugnende, immense Auswirkung des in diesem Buch behandelten Themas auf die moderne Gesellschaft einerseits, und der weit verbreitete deutliche Mangel an Kenntnissen auch der einfachsten Zusammenhänge bei diesem Thema andererseits, gaben den Anlass für die in diesem Buch angestrebte allgemeinverständliche Darstellung. Das Buch wendet sich an den naturwissenschaftlich und technisch interessierten Laien ohne Fachkenntnis vorauszusetzen. Gymnasiasten, Lehrer, Biologen, Mediziner, Mitglieder wissenschaftlich-technischer Organisationen und Verbände, sowie Vertreter aus Wirtschaft und Politik gehören zur Zielgruppe. Zugunsten der Allgemeinverständlichkeit wird auf mathematische Formulierungen nahezu vollständig verzichtet.

Rudolf Huebener

Tübingen, im Mai 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Rasante Entwicklung	1
2	Regelmäßige Gitterstrukturen in Kristallen	13
3	Ständige Bewegung im Kristallgitter	23
4	Elektrischer Leiter oder Isolator?	31
5	Metalle gehorchen den Verboten der Quantenstatistik	36
6	Weniger ist mehr: Halbleiter	45
7	Kreisende Elektronen in Hohen Magnetfeldern	62
8	Der Rekord: Supraleiter	75
9	Die Überraschung: Hochtemperatursupraleitung	93
10	Ordnung bei den Elementarmagneten	104
11	Nanostrukturen: Übergitter, Quantendrähte und Quantenpunkte	115
12	Fehler im Kristallgitter: Nützlich oder Schädlich?	131
	Anhang	
	Nobelpreise in Physik mit engem Bezug zur Physik der festen Stoff	143
	Nobelpreise in Chemie mit engem Bezug zur Physik der festen Stoffe	147
	Verwendete Symbole zur mathematischen Abkürzung	149
	Personenverzeichnis	151
	Sachverzeichnis	154

1 Rasante Entwicklung



Abbildung 1.1: Modernes Elektronenmikroskop mit einer Beschleunigungsspannung von einer Million Volt (Foto: A. Tonomura)

Die Physik der festen Stoffe hat in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts einen gewaltigen Aufschwung erfahren, wobei viele wichtige Grundlagen hierfür schon in der ersten Hälfte gelegt waren. Ein entscheidender früher Anstoß für diese Entwicklung war die Entdeckung der Röntgenstrahlen durch W. C. Röntgen 1895 in Würzburg, die anschließend schon bald zur ersten Beobachtung der Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen durch M. von Laue 1912 in München geführt hat. W. H. Bragg, Professor im englischen Leeds, und sein damals erst 22-jähriger Sohn W. L. Bragg haben dann die systematische Analyse von Kristallstrukturen durch die Beugung von Röntgenstrahlen mit eingeleitet.

Die physikalischen Forschungen an Festkörpern haben allein schon deshalb bis heute einen besonders großen Umfang angenommen, da man Festkörper immer für die Herstellung von Gegenständen benötigt, was man in ähnlichem Maß sicher nicht von Flüssigkeiten und Gasen behaupten kann. Die genaue Kenntnis der physikalischen Eigenschaften der benutzten Materialien wird umso wichtiger je weiter wir im Bereich der Hochtechnologie vorstoßen. Der große Aufwand an Forschung und Entwicklung auf dem Gebiet der Festkörperphysik wird eindrucksvoll deutlich, wenn man heute die Programmbücher der jährlichen Fachtagungen etwa der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG) oder der American Physical Society (APS) mit bis zu mehr als 2000 Seiten in der Hand hält.

Es sind die technologischen Anwendungen, die oft den entscheidenden Anstoß für die Grundlagenforschung in der Festkörperphysik liefern. Dies soll an den beiden folgenden Beispielen erläutert werden. Am 10. Januar 1954 brach ein englisches Passagierflugzeug des Typs Comet, Flugzeug kurz vor der Insel Elba in 8200 m Höhe ohne jede Vorwarnung auseinander und stürzte ins Mittelmeer. Die Erforschung der Unfallursache bei dem mit 3681 Flugstunden noch relativ neuen Flugzeug erwies sich als äußerst schwierig, obwohl man fieberhaft an der Aufklärung des Unglücks arbeitete. Da man aber weiterhin völlig im Dunklen tappte, gelangte man schließlich zu dem Ergebnis, dass der Absturz durch eine unglückliche Verkettung widriger Umstände herbeigeführt worden sein musste. Darauf hin wurde am 23. März 1954 das schon sofort am Unglückstag erlassene Startverbot für sämtliche Flugzeuge des gleichen Typs wieder aufgehoben. Zuvor hatte man noch 62 Modifikationen an allen im Einsatz stehenden oder sich im Bau befindenden Comets durchgeführt, um sämtliche bis dahin für möglich gehaltenen Unfallursachen auszuschließen. Dann geschah das völlig Unerwartete. Am 8. April, also ganze 16 Tage nach der Wiederaufnahme des planmäßigen Flugbetriebs, stürzte eine zweite Maschine mit nur 2704 absolvierten Flugstunden bei Neapel ins Mittelmeer. Wiederum war das Flugzeug in großer Höhe von diesmal 10 000 m offenbar plötzlich auseinander gebrochen. Jetzt wurde es ernst. Die Ursachen mussten auf höchster Ebene unter Einsatz aller verfügbaren Mittel geklärt werden. Nachdem man wieder die verschiedensten Möglichkeiten in Betracht gezogen hatte, gerieten jetzt Probleme der sogenannten Materialermüdung, hauptsächlich im Bereich der Tragflächen, in den Mittelpunkt der Vermutungen. In einem riesigen Wassertank versenkte man den ganzen Rumpf eines Flugzeugs, um ihn dort wechselnden und vor allem zyklischen Belastungen auszusetzen. So konnte man dann herausfinden, dass nach einiger Zeit tatsächlich Ermüdungserscheinungen an den Tragflächen auftraten, jedoch waren die Ermüdungsprobleme am Rumpf noch viel schwerwiegender. Schließlich verdichteten sich die Indizien zur Gewissheit, dass durch die Belastungen Risse am Rumpf auftraten, wobei sämtliche Risse von den rechtwinkligen Kanten der Kabinenfenster ausgingen. Man hatte die Ursache für beide Abstürze gefunden. Das Ergebnis bedeutete jedoch das jähe Ende der britischen Führungsrolle im Luftverkehr. Die geschilderten dramatischen Ereignisse lösten an

vielen Stellen intensive Forschungsaktivitäten aus, da das Phänomen der Materialermüdung, sowie die Mechanismen zur Bildung von Mikrorissen, und die Auswirkungen auf die mechanischen Stoffeigenschaften bis dahin nur wenig aufgeklärt waren.



Abbildung 1.2: Comet-Düsenflugzeug vor einem Probeflug nach dem Absturz einer Maschine vor Elba. (Foto: ulistein bild)

Als zweites Beispiel nennen wir die möglichen Schwierigkeiten, die vor mehr als 50 Jahren bei den Baukomponenten für die ersten Kernreaktoren zu erwarten waren. Man wusste damals so gut wie noch nichts darüber, wie sich etwa Graphit verhält, wenn es als Moderator für die Neutronen, die bei der Atomkernspaltung im Reaktor freigesetzt werden, verwendet wird. Wäre es nicht möglich, dass die Kohlenstoffatome des Graphitgitters durch die Bestrahlung mit energiereichen Neutronen aus ihren richtigen Gitterplätzen herausgeschossen werden, und dass so mit der Zeit ein energetisch hoch angeregter Stoff mit Dynamitcharakter entsteht, der seine gespeicherte überschüssige Energie plötzlich explosionsartig freisetzt? Diese Fragen haben die beteiligten Wissenschaftler damals stark beunruhigt. Der aus Ungarn stammende Amerikaner Eugene Paul Wigner, späterer Nobel-Laureat und berühmt durch seine theoretischen Arbeiten über die mathematischen Gruppen- und Symmetrieprinzipien in der Atom-, Kern- und Elementarteilchen-Physik, war einer der ersten, die die physikalischen Eigenschaften von Gitterdefekten und Strahlenschäden in Kristallen theoretisch analysiert haben. Ein junger Mitarbeiter von Wigner, Frederick Seitz, hat damals erste genaue Berechnungen hierzu durchgeführt. Von beiden wurde der Begriff der sogenannten Wigner-Seitz-Zelle in die Festkörperphysik eingeführt. Nach diesen Anfängen hat sich das Gebiet der strukturellen Gitterfehler in Kristallen zu einem wichtigen Teilgebiet der Festkörperphysik entwickelt, auf dem heute in vielen Laboratorien gearbeitet wird. Von Seitz stammt auch das weltweit erste umfassende Lehrbuch über Festkörperphysik „The Modern Theory of Solids“ aus dem Jahr 1940.

Eine enorm wichtige Entwicklung ist mit der Mikroelektronik verknüpft. Hier hat die Physik der Festkörper geradezu zu einem Paradigmawechsel in der Elektrotechnik geführt. Es war Mervin Kelly, einer der oberen Manager der berühmten amerikanischen Bell Laboratorien in Murray Hill im Bundesstaat New Jersey, der gegen Ende des Zweiten Weltkriegs



Abbildung 1.3: Eugene P. Wigner (links, Foto: Deutsches Museum) und Frederick Seitz (rechts, Privatfoto)

erkannt hatte, dass das alte mechanische Relais und die Verstärkerröhre aus Glas durch Besseres ersetzt werden sollten. Als besonders vielversprechend erschien Kelly der Kristall, wenn er die geeigneten elektrischen Leitungseigenschaften aufweist. In den Bell Laboratories wurde daher eine Gruppe von Wissenschaftlern gebildet, die die Erforschung der elektrischen Leitungseigenschaften zum Ziel hatten. Eine zentrale Rolle spielten hierbei Halbleiterkristalle aus Germanium und Silizium. Ein außerordentlich folgenschweres Ergebnis war dann schon bald die Erfindung des Transistors durch J. Bardeen, W. H. Brattain und W. Shockley. Am 23. Dezember 1947 konnten sie den Transistor zum ersten Mal den Firmendirektoren vorführen. Als neues elektronisches Bauelement hat der Transistor anschließend noch eine intensive Weiterentwicklung und Verbesserung erfahren. Seine Erfindung kann zweifellos als die Geburtsstunde des modernen Zeitalters der digitalen Mikroelektronik angesehen werden.

Die großen Erkenntnisfortschritte auf dem Gebiet der Physik der Festkörper gingen naturgemäß einher mit entsprechenden Fortschritten bei den apparativen und methodischen Möglichkeiten. Vor allem zu nennen ist hier die Erschließung des Bereichs von sehr tiefen Temperaturen. 1908 gelang dem Holländer H. Kamerlingh Onnes in Leiden zum ersten Mal die Verflüssigung des Edelgases Helium. Durch diesen Erfolg wurde der Tieftemperaturbereich bis 4 Kelvin (minus 269 °Celsius) zugänglich. In diesem Zusammenhang war dann das spektakulärste Ereignis die Entdeckung der Supraleitung durch Kamerlingh Onnes im Jahr 1911. Bis in die dreißiger Jahre konnte weltweit die Zahl der Laboratorien, die die Möglichkeit zum Experimentieren mit flüssigem Helium hatten, etwa mit den Fingern einer Hand abgezählt

werden. Im Gegensatz hierzu sind heute weltweit ca. 800 Anlagen zur Heliumverflüssigung in Betrieb. Die größte bisher gelieferte einzelne Anlage stammt aus dem Jahr 1999 und erzeugt eine Verflüssigungsrate von 3500 Liter pro Stunde.

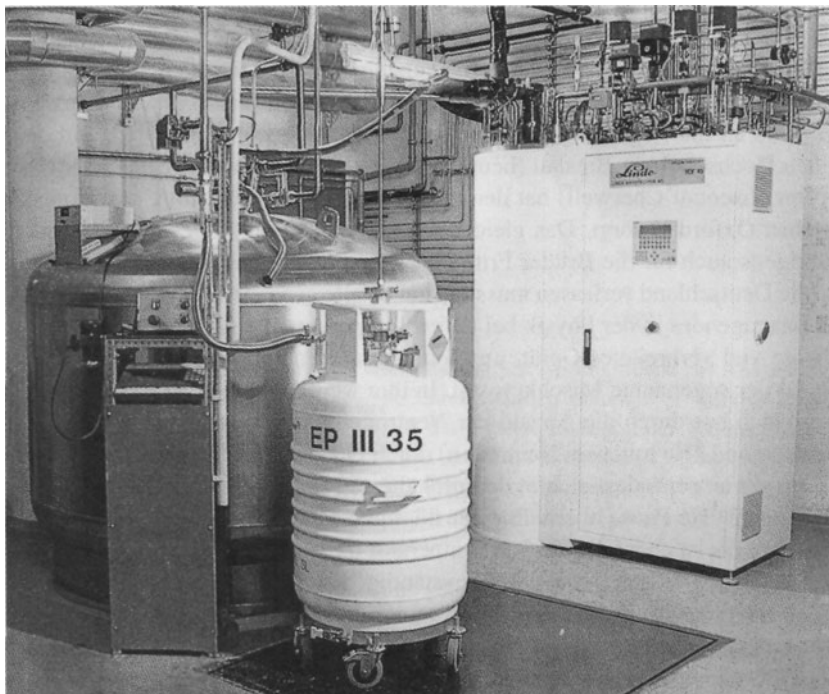


Abbildung 1.4: Moderne Anlage zur Verflüssigung des Edelgases Helium. Rechts ist der Verflüssiger, links der Vorratsbehälter und davor ein Transportbehälter für flüssiges Helium (Foto: Fa. Linde).

Mit der Zeit wurde der Bereich zum Experimentieren immer weiter zu tieferen Temperaturen ausgedehnt. Zu nennen ist hier besonders ein Verfahren, bei dem die atomaren Elementarmagnete einer paramagnetischen Substanz die zentrale Rolle spielen. Eine paramagnetische Salzpille wird zunächst auf etwa 1 Kelvin vorgekühlt, sodass ihr Inhalt an Wärmeenergie schon deutlich reduziert ist. Die Elementarmagnete in dem Salz werden dann durch ein starkes Magnetfeld alle ausgerichtet, wobei die dabei auftretende Magnetisierungswärme abgeführt wird. Im nächsten Schritt wird die Salzpille von ihrer Umgebung thermisch entkoppelt. Anschließend wird das Magnetfeld abgeschaltet. In der jetzt thermisch isolierten Probe stellt sich die Unordnung der Elementarmagnete allmählich wieder ein. Die Temperatur der Salzpille senkt sich hierbei zwangsweise ab. Auf diese Weise lassen sich tiefe Temperaturen von nur noch wenigen tausendstel Kelvin erzielen. Dieses Verfahren der sogenannten adiabatischen Entmagnetisierung wurde 1926 von dem Holländer P. Debye und 1927 von dem Amerikaner W. F. Giaque vorgeschlagen. 1933 wurde es zum ersten Mal praktisch durchgeführt. Die Erweiterung der Anwendung dieses Prinzips auf die Elementarmagnete von Atomkernen haben der Holländer C. J. Gorter schon 1934 und N. Kurti und F. E. Simon in Oxford

1935 vorgeschlagen. Diese sogenannte Kernentmagnetisierung wurde 1956 zum ersten Mal experimentell realisiert. Hiermit konnten dann extrem tiefe Temperaturen bis zu einem Millionstel Kelvin oder tiefer erzielt werden. Bei diesen tiefen Temperaturen wird allerdings die Einstellung des thermischen Gleichgewichts zwischen den verschiedenen Bestandteilen des Festkörpers, nämlich den Elektronen und ihren Elementarmagneten, den Gitterschwingungen und den Elementarmagneten der Atomkerne zunehmend problematisch.

Wegen ihrer jüdischen Herkunft hatten Kurti und Simon Deutschland verlassen müssen, als Hitler 1933 an die Regierung kam. Vorher hatten beide zuerst in Berlin und dann an der Technischen Hochschule in Breslau (heute Wroclaw) gearbeitet. Der Engländer F. A. Lindemann (später Viscount Cherwell) hat den beiden dann eine Stelle am Clarendon Laboratory im englischen Oxford besorgt. Das gleiche tat Lindemann als Leiter des Clarendon Labors damals übrigens auch für die Brüder Fritz und Heinz London, sowie für Kurt Mendelssohn. Nachdem sie Deutschland verlassen mussten, haben alle genannten Personen in den folgenden Jahren Herausragendes in der Physik bei tiefen Temperaturen geleistet.

Ein heute viel verbreitetes Gerät, um Temperaturen deutlich unterhalb von 1 Kelvin zu erreichen, ist der sogenannte Mischkryostat. In ihm werden die beiden Isotope des Edelgases Helium, die sich nur durch die Anzahl der Neutronen im Atomkern unterscheiden (^3He mit einem Neutron und ^4He mit zwei Neutronen) durch eine mehrstufige Anordnung von Wärmeaustauschern gepumpt, sodass sich in der am kältesten Ende befindlichen Mischkammer eine fast reine flüssige ^3He Phase oberhalb einer flüssigen Mischphase aus ^3He und ^4He befindet. Bei diesem Prozess ist ebenfalls die Starttemperatur durch Vorkühlung schon auf 1 Kelvin abgesenkt. Im kontinuierlichen Betrieb werden ständig ^3He Atome aus der oberen konzentrierten Phase in der unteren stark verdünnten Phase gelöst. Dieser Vorgang ist in vieler Hinsicht ähnlich einem gewöhnlichen Verdampfungsprozess, wobei die obere Phase der Flüssigkeit und die untere Phase dem Dampf entspricht. Als Ergebnis resultiert eine kontinuierliche Abkühlung der Flüssigkeit.

Mit diesem Verfahren kann auch die zu untersuchende Probe kontinuierlich abgekühlt werden. Die tiefsten erreichten Temperaturen betragen wenige tausendstel Kelvin. Das Prinzip des Mischkryostaten wurde 1951 zum ersten Mal von Heinz London, von dem auch zusammen mit seinem Bruder Fritz London eine frühe Theorie der Supraleitung stammt, vorgeschlagen. Der erste Prototyp wurde 1965 in Betrieb genommen.

Neben der ständigen Weiterentwicklung der experimentellen Geräte und der Verfeinerung der Messverfahren wurden auch große Fortschritte bei der Probenpräparation und der Materialentwicklung erzielt. Ein wichtiger Schritt war hierbei die Herstellung von Einkristallen mit extrem hohem Reinheitsgrad. Nur mit solchen ultrareinen Einkristallen wurde es möglich, viele physikalische Eigenschaften der Stoffe genau zu bestimmen und anhand dieser Daten ein theoretisches Verständnis zu gewinnen. Bei der Zucht von großen Einkristallen wird ein kleiner Impfkristall unter Schutzgas in die Schmelze des gleichen Materials eingetaucht und dann langsam und genau geregelt herausgezogen. Hierdurch wird beim Erstarren der Schmelze die atomare Ordnung des Impfkristalls fortgesetzt. Rekordwerte solcher zylinderförmigen Einkristalle von mehr als ein Meter Höhe und bis zu fast einem halben Meter Durchmesser sind schon erzielt worden. Die Konzentration von atomaren Verunreinigungen im Kristall kann durch den Prozess des sogenannten Zonenschmelzens weiter reduziert werden. Hierbei wird eine Querschnittszone des Kristalls zum Beispiel durch Wirbelstromheizung bis zur Schmelztemperatur erwärmt, während gleichzeitig diese Zone langsam von einem zum anderen Kris-

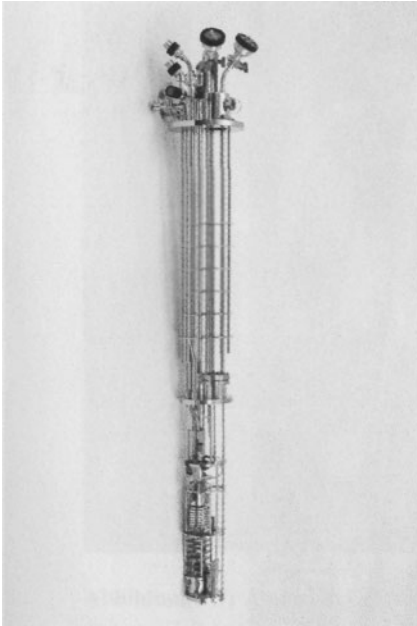


Abbildung 1.5: Mischkryostat zur Abkühlung auf Temperaturen deutlich unterhalb 1 Kelvin. Unten befindet sich das kälteste Ende mit der Mischkammer. Oben erkennt man den Flansch zum Einbau in den evakuierbaren Kryobehälter (Mit freundlicher Genehmigung Fa. Oxford).

tallende geführt wird. Im entstandenen Temperaturgefälle werden die Verunreinigungsatome dabei mitgeführt. Falls notwendig, wird der Prozess mehrmals wiederholt. Die heute in der Halbleiterindustrie bei Silizium-Einkristallen routinemäßig erzielte Konzentration an Verunreinigungen beträgt nur noch etwa ein einziges Fremdatom auf eine Milliarde Siliziumatome.

Der rasante Fortschritt beim physikalischen Verständnis der mikroskopischen Eigenschaften der festen Stoffe war auf das engste verknüpft mit den Fortschritten bei den für die Materialanalyse zur Verfügung stehenden Methoden und Geräten. Neben der schon genannten Aufklärung der Kristallstrukturen mit Hilfe der Beugung von Röntgenstrahlen, wurde beginnend in den fünfziger Jahren auch die Beugung von Neutronenstrahlen mehr und mehr zur Strukturaufklärung eingesetzt. Hierbei dienten spezielle Kernreaktoren, die für Forschungszwecke gebaut wurden, als Neutronenquellen. Beispielhaft genannt sei hier das in den 60er Jahren entstandene „Atom-Ei“ an der Technischen Universität München in Garching. Es wurde dann, gewissermaßen als Übungsplatz, der Ausgangspunkt für den viel größeren deutsch-französischen Forschungsreaktor am Laue-Langevin-Institut in Grenoble. Analoge Baumaßnahmen von Forschungsreaktoren gab es auch in den anderen hochentwickelten Industrieländern.

Ähnlich wie es vielen neuen Ideen ergeht, hatte auch die Erfindung des Elektronenmikroskops zunächst mit großen Schwierigkeiten und mit Ablehnung zu kämpfen. Ihren Anfang genommen hatte diese Angelegenheit mit zwei Doktoranden, nämlich Ernst Ruska und Bodo von Borries, die seit Dezember 1928 bzw. April 1929 der Arbeitsgruppe von M. Knoll am Lehrstuhl für Hochspannungstechnik und elektrische Anlagen der Technischen Hochschule Berlin angehörten. Hier befassten sich die beiden zunächst mit der Weiterentwicklung des sogenannten Kathodenstrahl-Oszillographen. Aufgrund der gemachten Erfahrungen entwickelte sich bei ihnen aber schon bald die Idee, schnelle Elektronenstrahlen zur vergrößerten Abbil-



Abbildung 1.6: Silizium-Einkristall (Foto: Fa. Wacker-Chemie GmbH)

dung in einem neuartigen Mikroskop zu verwenden. Am 17. März 1932 haben Ernst Ruska und Bodo von Borries die ersten und entscheidenden Patente für das künftige Elektronenmikroskop angemeldet. Noch waren aber einige Hürden zu überwinden. „Wozu braucht man Elektronenmikroskope, wir haben doch Lichtmikroskope?“, war zu hören. Schließlich konnten sich die beiden jungen Forscher aber durchsetzen. Die Firma Siemens & Halske in Berlin erklärte sich bereit, die Idee aufzugreifen, und fertigte Anstellungsverträge für B. von Borries und E. Ruska aus. Am 7. Dezember 1937 konnte das erste bei Siemens gebaute Elektronenmikroskop den Firmendirektoren vorgeführt werden.

Nach nur dreijähriger Entwicklung hatte das Elektronenmikroskop das Lichtmikroskop im Auflösungsvermögen überholt. Ab 1939 wurde eine erste Serie des sogenannten „Übermikroskops“, wie es damals genannt wurde, von Siemens für den Verkauf gebaut.

Grundlage ist bei diesem Mikroskop wieder die Welleneigenschaft von Elementarteilchen, die zum ersten Mal in der Materiewellenhypothese des Franzosen L. de Broglie in seiner Dissertation im Jahr 1924 vorgeschlagen worden war. Den direkten experimentellen Nachweis für die Welleneigenschaften der Elektronen haben dann 1927 die Amerikaner C. J. Davisson und L. H. Germer von den Bell Telephone Laboratorien durch die Beugung von Elektronen am Atomgitter von Kristallen erbracht. Das räumliche Auflösungsvermögen bei der Abbildung durch die Beugung von Wellen ist immer durch ihre Wellenlänge begrenzt. Je kürzer

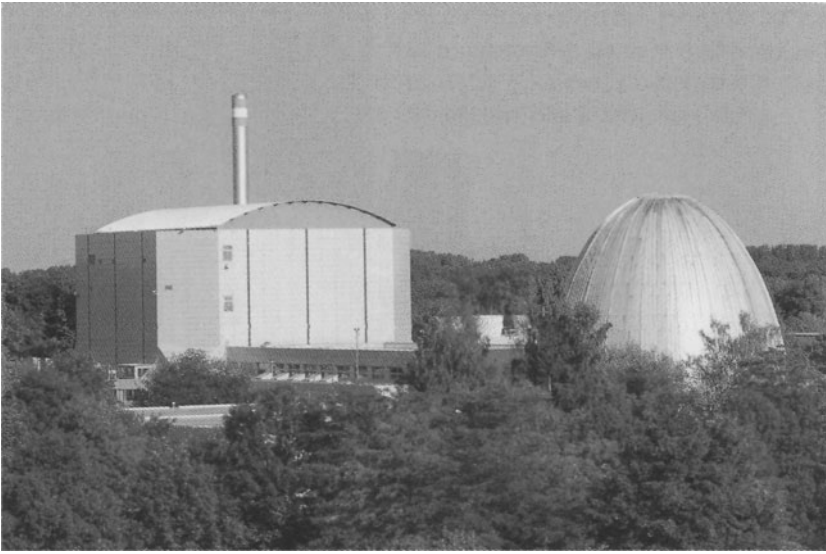


Abbildung 1.7: Atomei in Garching bei München. In dem linken Gebäude befindet sich der in jüngster Zeit fertiggestellte neue Forschungsreaktor. (Foto: Albert Scharger)

die Wellenlänge, umso kleinere Strukturen können noch aufgelöst werden. Die Wellenlänge der Elektronen im Strahl ist umgekehrt proportional zur Quadratwurzel aus der Beschleunigungsspannung. Für eine elektrische Spannung von 10 000 Volt ergibt sich die Wellenlänge von $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-2}$ nm (Nanometer, abgekürzt nm, entspricht einem Millionstel mm). Demgegenüber ist die Wellenlänge für sichtbares Licht viel größer, $\lambda = 400\text{--}800$ nm, und das Auflösungsvermögen ist hier entsprechend viel geringer.

Einen großen Erfolg, neben vielen anderen, feierte die Elektronenmikroskopie schon in den fünfziger Jahren bei der Sichtbarmachung der oben erwähnten strukturellen Fehler im Kristallgitter und bei der Aufklärung des Phänomens der Materialermüdung. Die im letzteren Fall eine zentrale Rolle spielenden sogenannten Kristallversetzungen wurden zum ersten Mal 1956 am Batelle Institut in Genf in rostfreiem Stahl und am Cavendish Laboratorium in Cambridge in Aluminium direkt beobachtet. Im Laufe der Zeit wurden Elektronenmikroskope mit immer größeren Beschleunigungsspannungen gebaut. Inzwischen ist man bei Geräten mit einer Beschleunigungsspannung von einer Million Volt angekommen.

Für die Materialanalyse haben schnelle Elektronenstrahlen noch in einem weiteren Gerät eine wichtige Anwendung gefunden: im Raster-Elektronenmikroskop. Die Pionierarbeiten haben hierzu in den dreißiger Jahren der oben schon erwähnte M. Knoll an der Technischen Hochschule Berlin sowie M. von Ardenne in seinem Laboratorium in Berlin-Lichterfelde geleistet. Ein auf einen sehr geringen Strahldurchmesser von 1–10 nm kollimierter Elektronenstrahl wird über die Oberfläche des zu untersuchenden Objekts gerastert. Gleichzeitig wird ein vom Strahl verursachtes geeignetes Signal in Abhängigkeit von der Ortskoordinate im Fenster des Rastervorgangs aufgezeichnet. Eine geeignete elektronische Verarbeitung liefert dann ein zweidimensionales „Bild“ des Objekts. Als Antwortsignal lassen sich verschiedene



Abbildung 1.8: Siemens Elektronenmikroskop (Foto: TU-Berlin).

Effekte verwenden. Besonders häufig benutzt man beispielsweise die vom Strahl verursachte Emission von sogenannten Sekundärelektronen. Es kann aber auch die lokale Änderung einer Probeneigenschaft wie der elektrische Widerstand das Signal für die Abbildung liefern. Das elektrische Widerstandssignal wird heute bei dünnen Schichtstrukturen aus Halbleitern oder Supraleitern häufig verwendet. Im Fall der Supraleiter lassen sich die Supraleitungseigenschaften orts aufgelöst direkt abbilden, wenn die Probe beim Abrastern mit dem Elektronenstrahl auf entsprechend tiefe Temperaturen abgekühlt ist.

In der letzten Zeit wurde das Rasterprinzip zur Objektabbildung auch auf Lichtstrahlen ausgedehnt. Notwendige Voraussetzung hierzu war allerdings die Verfügbarkeit von Laserstrahlen mit ihrer extrem starken Bündelung. Das Laser-Rastermikroskop findet heute vielseitige Verwendung.

Ein wichtiger Meilenstein bei den Fortschritten in den Methoden zur Materialanalyse ist der Bau des ersten Raster-Tunnelmikroskops durch G. Binnig und H. Rohrer von dem IBM Forschungslabor in Rüschlikon bei Zürich. Ihre erste Patentanmeldung zum Raster-Tunnelmikroskop stammt von Januar 1979. Bei ihrem Gerät wird die zu untersuchende Oberfläche mit einer feinen Metallspitze mechanisch abgerastert. Mit Hilfe von piezoelektrischen Verstellelementen kann die Metallspitze dreidimensional mit hoher Empfindlichkeit verschoben werden. Beim Rasterprozess wird die Spitze der Probenoberfläche auf etwa 1 nm genähert. Hierbei wird der quantenmechanische Tunnelstrom gemessen, der bei Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen Spitze und Objekt fließt, obwohl zwischen beiden keine metallisch leitende Verbindung besteht. Wegen der starken exponentiellen Abhängigkeit des Tunnelstroms vom Abstand zwischen Spitze und Objekt kann erreicht werden, dass der Tunnel-

Strom nur durch wenige oder nur noch durch ein einzelnes vorstehendes Atom auf der Spitze bestimmt wird. Auf diese Weise kann heute fast routinemäßig atomare Auflösung in lateraler Richtung erzielt werden. In jüngster Zeit ist es sogar gelungen, subatomare Strukturen von Siliziumatomen aufgrund der verschiedenen Orbitale der Elektronen abzubilden.

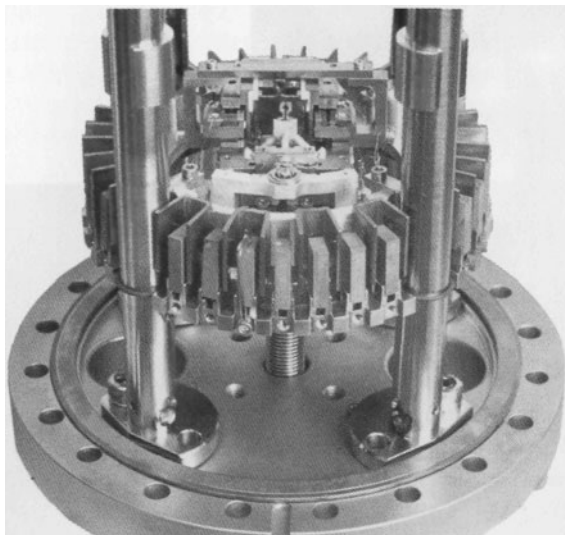


Abbildung 1.9: Raster-Tunnelmikroskop. Das Gerät ist auf einen Flansch für einen Betrieb im Ultra-Hochvakuum montiert (Foto: OMICRON Nano Technology).

Schon bald nach der Erfindung des Raster-Tunnelmikroskops wurde das Prinzip des mechanischen Abtastverfahrens auf verschiedene andere Wechselwirkungen zwischen Sondenspitze und Untersuchungsobjekt erweitert. Zu erwähnen sind hier insbesondere das atomare Kraftmikroskop und das magnetische Kraftmikroskop. Im ersten Fall wird die mechanische Kraftwechselwirkung zwischen der Abtastspitze und der Probenoberfläche ausgenutzt. Im zweiten Fall wird eine magnetische Spitze verwendet, die die magnetischen Probeneigenschaften abtastet. In der letzten Zeit werden besondere Anstrengungen unternommen, die genannten Techniken auch bei sehr tiefen Temperaturen und in hohen Magnetfeldern einzusetzen.

Abschließend ist jedoch zu betonen, dass die meisten der besprochenen Analysemethoden auf die Probenoberfläche und deren nahe Umgebung beschränkt sind.

Die geschilderte Entwicklung war in vielen Fällen von der Verleihung von Nobelpreisen für Physik und in einigen Fällen für Chemie an die Beteiligten begleitet. Um dies zu verdeutlichen, haben wir im Anhang eine Liste sämtlicher Nobelpreisträger zusammengestellt, bei denen ein enger Bezug zur Physik der festen Stoffe besteht.

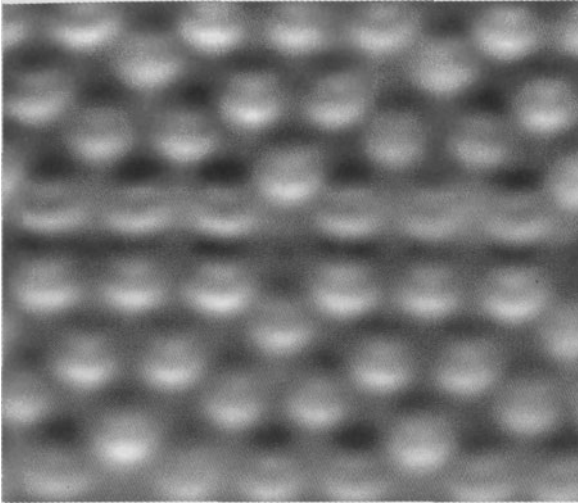


Abbildung 1.10: Durch atomare Kraftmikroskopie erzeugte Abbildung der individuellen Atome auf einem Ausschnitt von $5 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$ an der Oberfläche eines Silizium-Kristalls. Bei den Silizium Atomen ist eine subatomare Struktur zu erkennen, die von den Orbitalen der Elektronen herrührt (Foto: F. J. Giessibl).

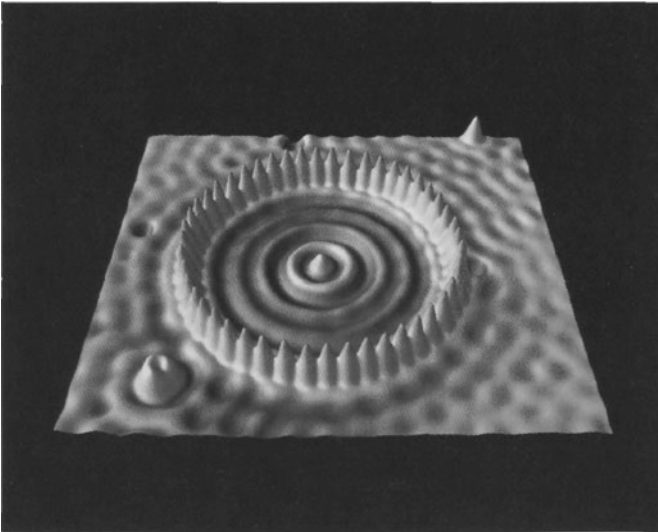


Abbildung 1.11: Das Bild zeigt einen Ring von Eisenatomen auf einer Kupferoberfläche. Auf diese Weise wurde auf atomarer Ebene ein künstliches Korallenriff aus 48 Eisenatomen geschaffen. Die innerhalb des Rings auftretenden Linien entstehen durch die Dichte der sich innerhalb dieses Rings befindlichen Elektronen. (Foto: Almaden Research Center (2000))

2 Regelmäßige Gitterstrukturen in Kristallen

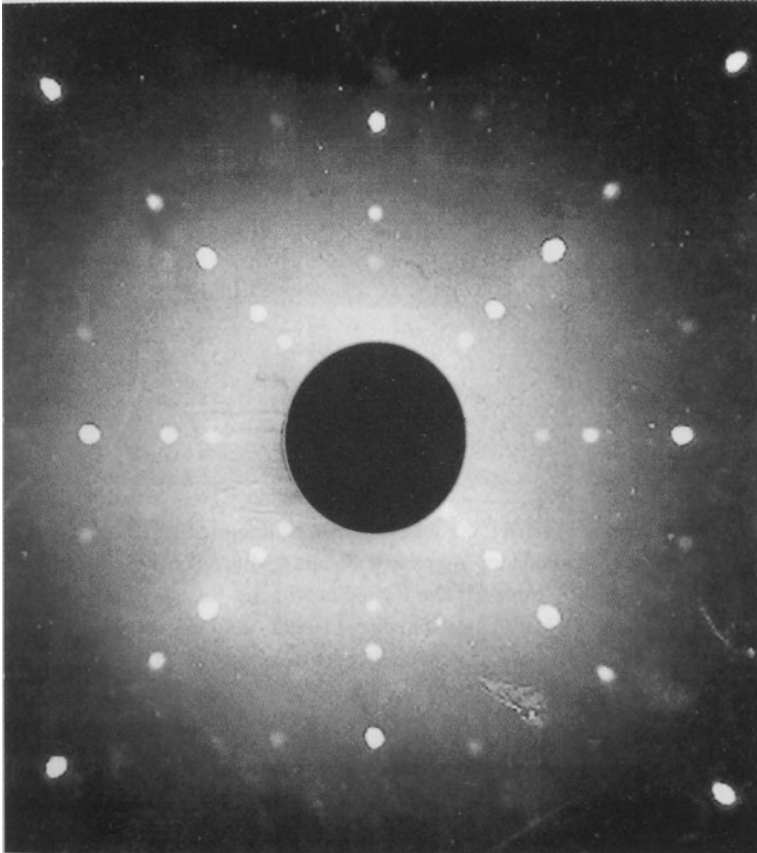


Abbildung 2.1: Durch die Beugung von Röntgen Strahlen erzeugtes Laue-Diagramm für einen kubischen K_2SnCl_6 Kristall (Foto: J. Ihringer).

Schon in der Frühzeit der menschlichen Kulturgeschichte wurden Kristalle und Steine auf vielseitige Weise verwendet. Die erste Benutzung von Steingeräten dient sogar eigentlich zur Definition des Anfangs der Menschheitsgeschichte. Mit dem Beginn der sogenannten Altsteinzeit (Paläolithikum) vor zweieinhalb Millionen Jahren hat diese Entwicklung eingesetzt. Dabei war sie bezüglich der Steingeräte von einer allmählichen technologischen Evolution begleitet. Das Auftreten des als Homo Sapiens bezeichneten modernen Menschen je nach Kontinent vor 40 000 bis 100 000 Jahren hat anschließend zu einer deutlich schnelleren technologischen Entwicklung geführt. Naturgemäß sind es die Geräte und Artefakte aus Stein, die aus der menschlichen Frühgeschichte auch heute noch gut erhalten sind. Bei den Steingeräten handelt es sich beispielsweise um Messer, Schaber, Faustkeile, sowie Pfeil- und Speerspitzen. In vielen Fällen war das Material, aus dem die Werkzeuge angefertigt waren, mehr oder weniger reines Siliziumdioxid (SiO_2), in mikrokristalliner Form als Feuerstein, grobkristallin als Quarz, oder schließlich besonders gut ausgebildet als Bergkristall.

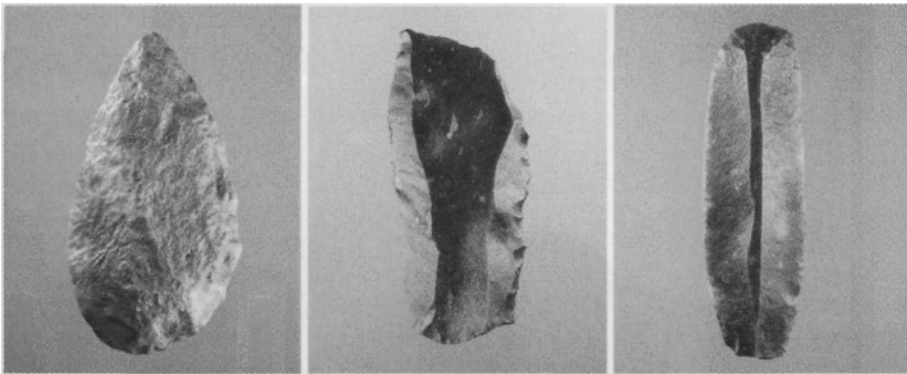


Abbildung 2.2: Steingeräte aus der Frühzeit der menschlichen Kulturgeschichte. Links: Faustkeil aus Quarzit (Altpaläolithikum; Fundort: ägyptische Sahara). Mitte: Schaber aus schwarzem Feuerstein (Mittelpaläolithikum; Fundort: Dordogne/Frankreich). Rechts: Klingenkratzer aus Le Grand Pressigny-Feuerstein (Neolithikum; Fundort: Le petit Paulny/Frankreich). (Fotos: Hilde Jensen, Institut für Ur- und Frühgeschichte und Archäologie des Mittelalters, Universität Tübingen).

Schon immer ging von Kristallen auch wegen ihres Farb- und Formenreichtums eine besondere Faszination aus. Während seit dem 17. Jahrhundert die systematische Erforschung der Natur zunehmend an Bedeutung gewinnt, entwickelt sich gleichzeitig die Gesteinskunde als ein eigener Zweig und als Sammlungsort der vielen Einzelbeobachtungen. Die damals mit ihrem Werkzeug durch die Gebirge streifenden Gesteinskundler oder Mineralogen müssen als wichtige Vorläufer für die moderne wissenschaftliche Bearbeitung der Festkörpereigenschaften angesehen werden. Aus der Mineralogie stammen auch die kristall-geometrischen Grundlagen und Begriffe zur Beschreibung des gefundenen Formenreichtums.

Physikalisch ist bei den Kristallen der perfekte Gitteraufbau mit strenger periodischer Wiederholung der exakt gleichen elementaren Bausteine in allen drei Raumrichtungen die wichtigste Eigenschaft. Die elementaren Bausteine sind hierbei Atome oder Moleküle, die mehr oder weniger viele Atome enthalten können. Beispielsweise bestehen die Einzelbausteine in

Proteinkristallen aus bis zu 100 000 Atomen. Aufgrund ihres streng periodischen Gitteraufbaus besitzen Kristalle immer eine Reihe markanter Symmetrieeigenschaften. Besonders herausragend ist die sogenannte Translationssymmetrie aufgrund der periodischen Anordnung der Bausteine in allen drei Raumrichtungen. Durch diese Bedingung der Translationssymmetrie werden gleichzeitig die Möglichkeiten für den dreidimensionalen Kristallaufbau stark eingeschränkt. Wie der Franzose A. Bravais schon im Jahr 1850 abgeleitet hat, gibt es insgesamt nur 14 fundamentale Gittertypen, die „Bravais-Gitter“ genannt werden.

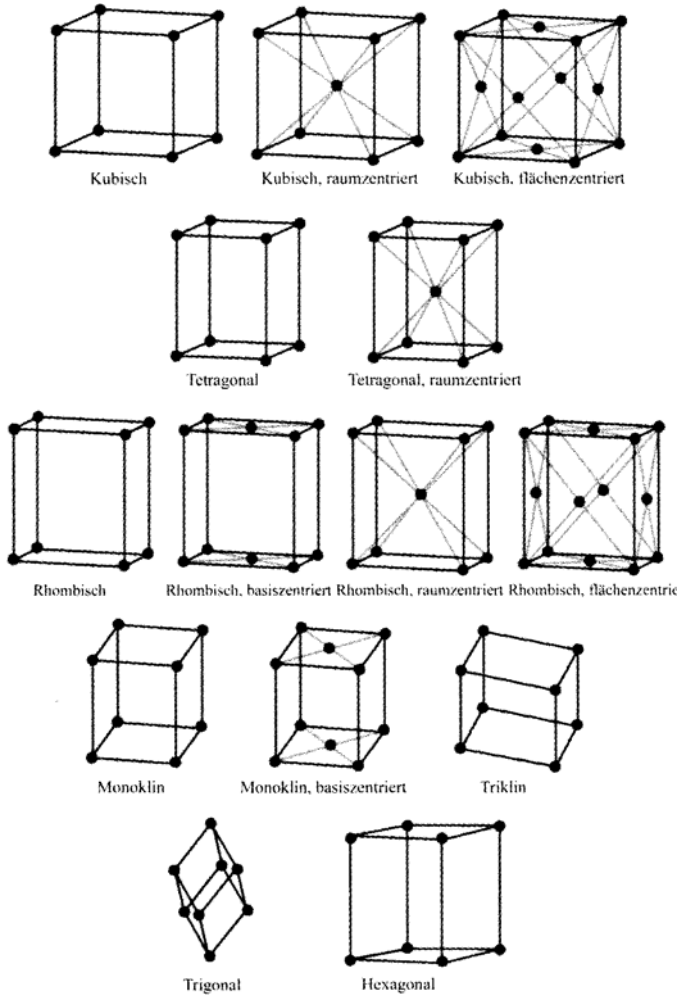


Abbildung 2.3: Die vierzehn Bravais-Gitter, die alle Möglichkeiten für den Aufbau eines dreidimensionalen Kristallgitters enthalten.

Durch eine sogenannte Symmetrieoperation wird das Kristallgitter exakt wieder mit sich selbst zur Deckung gebracht. Neben der Translation gibt es Drehoperationen (unter Umständen

den gekoppelt mit Inversion an einem Punkt) und Spiegelungen, die als Symmetrieelemente die gesamte Symmetrie kennzeichnen. Je nachdem welche Symmetrieelemente vorliegen, unterscheidet man 32 Kristallklassen und 230 sogenannte Raumgruppen. Die Gruppentheorie der Mathematik hat hier wesentlich zur Aufklärung beigetragen.

Johannes Kepler, der in der schwäbischen Reichsstadt Weil der Stadt bei Stuttgart in Württemberg 1571 geboren wurde und später an der Universität Tübingen studiert hat, ist vielen aufgrund seiner berühmten drei Keplerschen Gesetze der Astronomie bekannt. Er hat sich aber neben vielem anderen auch bereits mit der Frage beschäftigt, wie der Raum regelmäßig und vollständig mit den gleichen Körpern als Bauteile gefüllt werden kann. So hatte er schon Anfang des 17. Jahrhunderts, also mehr als 200 Jahre vor den Feststellungen von A. Bravais, beispielsweise darüber spekuliert, warum Schneeflocken immer sechs Ecken haben, dagegen niemals fünf oder sieben. Er hat gezeigt, wie die dichte Packung von Kugeln ein sechseckiges Muster erzeugt. Ohne Zweifel sind diese Arbeiten Keplers ein bedeutender früher Beitrag zur geometrischen Kristallographie.

Durch das Kristallgitter können immer in bestimmten Richtungen Ebenen gelegt werden, sogenannte Netzebenen, die perfekt periodisch und dicht mit Atomen bzw. den Elementarbausteinen belegt sind. Außen ergeben diese Ebenen dann die sehr glatten Kristalloberflächen. Diese Tatsache verbunden mit den vorhandenen Symmetrieeigenschaften macht sich die Schmuckindustrie beim Schleifen von Edelsteinen ausgiebig zunutze. Besonders eindrucksvoll ist die große Vielfalt der Erscheinungsformen von Schneekristallen. Sehr schön erläutert diese prachtvolle Natur der Schneeflocken Thomas Mann in seinem Roman „Der Zauberberg“:

„Kleinodien, Ordenssterne, Brillantagraffen, wie der getreueste Juwelier sie nicht reicher und minuziöser hätte herstellen können ..., und unter den Myriaden von Zaubersternchen in ihrer untersichtigen, dem Menschenauge nicht zgedachten, heimlichen Kleinpracht war nicht eines dem anderen gleich.“



Abbildung 2.4: Wilhelm Conrad Röntgen (Foto: Deutsches Museum).

Der erste strenge experimentelle Beweis für den regelmäßigen Gitteraufbau der Kristalle wurde 1912 an der Universität München geliefert. Schon bald nach seiner großen Entdeckung der nach ihm benannten Röntgenstrahlen in Würzburg hatte Röntgen diesen Arbeitsplatz verlassen und war einem Ruf an die Universität München gefolgt. Dort verfolgte seine Arbeitsgruppe gemeinsam mit den theoretischen Physikern am Lehrstuhl von A. Sommerfeld das Ziel, die Natur der Röntgenstrahlen aufzuklären. Es ging vor allem um die Frage, ob es sich um elektromagnetische Wellen wie beim Licht, jedoch mit deutlich kürzerer Wellenlänge, oder um eine neue Art von Teilchenstrahlung handelte. M. von Laue, ein junger Privatdozent an Sommerfelds Lehrstuhl, dachte über Beugungsexperimente mit Röntgenstrahlen nach. Als er gerade dabei war, die Beugung elektromagnetischer Wellen an Strich- und Punktgittern zu berechnen, hörte er während einer Unterhaltung mit P. P. Ewald, einem Doktoranden von Sommerfeld, dass Kristalle wahrscheinlich aus einer regelmäßigen Gitteranordnung von Atomen bestehen. Von Laue erkannte sofort, dass Kristalle für die Beugung von Röntgenstrahlen ausgezeichnet geeignet sein sollten, solange die Atomabstände im Kristall und die Wellenlänge der Röntgenstrahlen ähnliche Größenordnung besitzen. Eine erste Abschätzung war ermutigend. Das erste Experiment wurde schon bald durchgeführt, und der Erfolg blieb nicht lange aus. Am 8. Juni 1912 konnte Sommerfeld die ersten Beugungsbilder von Röntgenstrahlen an einem Kristall der Bayrischen Akademie der Wissenschaften vorlegen. Diese bahnbrechende Entdeckung hatte zwei wichtige neue Erkenntnisse gebracht: Röntgenstrahlen sind elektromagnetische Wellen, und Kristalle bestehen aus einer regelmäßigen dreidimensionalen Gitteranordnung von Atomen (oder Molekülen).

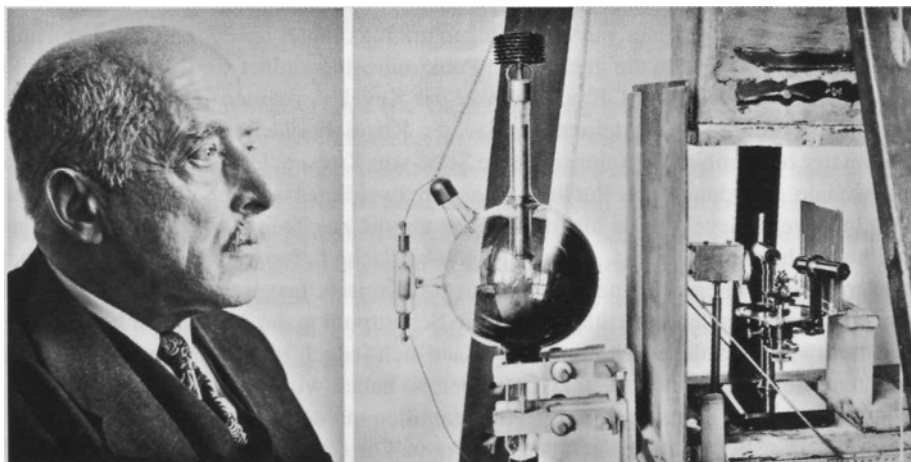


Abbildung 2.5: Links: Max von Laue. Rechts: Laue-Apparatur. Links erkennt man die Röntgenröhre und rechts die Einrichtung zur Montage des Kristalls. (Fotos: Deutsches Museum).

Für seine Entdeckung hatte Röntgen schon 1901 den ersten Nobelpreis für Physik erhalten. Sein Brief an das Kgl. bayerische Staatsministerium für Kirchen- und Schulangelegenheiten, in dem er um Beurlaubung zur Annahme des Preises in Stockholm gebeten hat, ist ein besonders interessantes Zeitdokument, das wir an dieser Stelle zitieren wollen. Am 6. Dezember 1901 schrieb Röntgen:

„Nach einer vertraulichen Mitteilung von der K. Schwedischen Akademie der Wissenschaften hat der ehrerbietigst, gehorsamst Unterzeichnete den ersten Nobel-Preis für das Jahr 1901 erhalten. Die K. Schwedische Akademie legt besonderen Werth darauf, dass die Preisgekrönten am Vertheilungstag (10 Dez. d. J.) die Preise persönlich in Stockholm in Empfang nehmen. Da diese Preise einen ausnahmsweise hohen Werth haben und besonders ehrenvoll sind, so glaubt der ehrerbietigst, gehorsamst Unterzeichnete dem Wunsch der K. Schwedischen Akademie, wenn auch nicht leichten Herzens, nachkommen zu müssen, und bittet er deshalb, ihm für die Dauer der nächsten Woche Urlaub gewähren zu wollen.

Dr. W. C. Röntgen“

Nach der Beugungstheorie für Wellen an einem Punktgitter geht bei der Welleneinstrahlung von jedem Gitterpunkt eine Welle aus, die sich in allen drei Raumrichtungen kugelförmig ausbreitet. Uns allen ist die ähnliche Wellenausbreitung auf der Wasseroberfläche, die verursacht wird, wenn wir einen Stein ins Wasser werfen, gut bekannt. Die von den verschiedenen Gitterpunkten stammenden Kugelwellen überlagern sich und können sich dabei verstärken oder auch auslöschen. Man spricht von sogenannter Interferenz. Wir wollen uns dies an einer geradlinigen periodischen Anordnung von Punkten, die eine Kette bilden, veranschaulichen. Die von sämtlichen Punkten ausgehenden Kugelwellen verstärken sich zu maximaler Intensität, wenn sich die Ausbreitungsstrecke aus benachbarten Punkten exakt um eine Wellenlänge oder um ein Vielfaches davon unterscheidet. Andererseits erfolgt bei einem Unterschied von einer halben Wellenlänge oder dem ungeraden Vielfachen davon vollständige Auslöschung. Auf diese Weise findet man, dass Richtungen mit maximaler bzw. minimaler Intensität entstehen, die kegelförmig um die geradlinige Punktreihe angeordnet sind. Je kleiner der Punktabstand, umso größer ist der Öffnungswinkel der Kegel. Auf einer um die gemeinsame Spitze dieser Kegelfamilie als Mittelpunkt gedachten Kugeloberfläche ergeben die Richtungen mit maximaler oder minimaler Intensität eine Serie von Kreisen. Erweitern wir jetzt unsere eindimensionale Anordnung von Punkten zu einem zweidimensionalen ebenen Gitter, so müssen wir eine zweite Kegelfamilie hinzufügen, die um die zweite, neu hinzugekommene geradlinige Punktreihe angeordnet ist. Auf der Kugeloberfläche liefern die Richtungen mit maximaler oder minimaler Intensität eine zweite Serie von Kreisen. Insgesamt sind in diesem Fall Richtungen mit maximaler Intensität nur für die Schnittpunkte der Kreise von beiden Kegelfamilien zu erwarten. Solche Schnittpunkte lassen sich jedoch immer finden. Gehen wir schließlich zum dreidimensionalen Punktgitter über, so haben wir es mit drei Kegelfamilien zu tun. Wieder sind es die Schnitte aller drei Kegelfamilien mit der Kugeloberfläche, die die Richtungen mit maximaler Beugungsintensität festlegen. Die entsprechenden drei Serien von Kreisen auf der Kugeloberfläche besitzen jedoch im allgemeinen keine gemeinsamen Schnittpunkte mehr. Gemeinsame Schnittpunkte, die hohe Intensität der gebeugten Strahlung markieren, gibt es jetzt nur noch in Ausnahmefällen, also nur für besonders ausgewählte Wellenlängen oder Frequenzen der Röntgenstrahlen. Für diese selektierten Wellenlängen existieren einzelne bestimmte Beugungsrichtungen mit hoher Intensität, die auf dem zum Nachweis benutzten photographischen Film ein charakteristisches Punktmuster, das sogenannte Laue-Diagramm erzeugen. Damit das Verfahren funktioniert, muss allerdings ein ganzes Frequenzband der Röntgenstrahlung zur Verfügung stehen, aus dem dann für die Richtungen hoher Intensität die geeigneten Frequenzen automatisch selektiert werden.

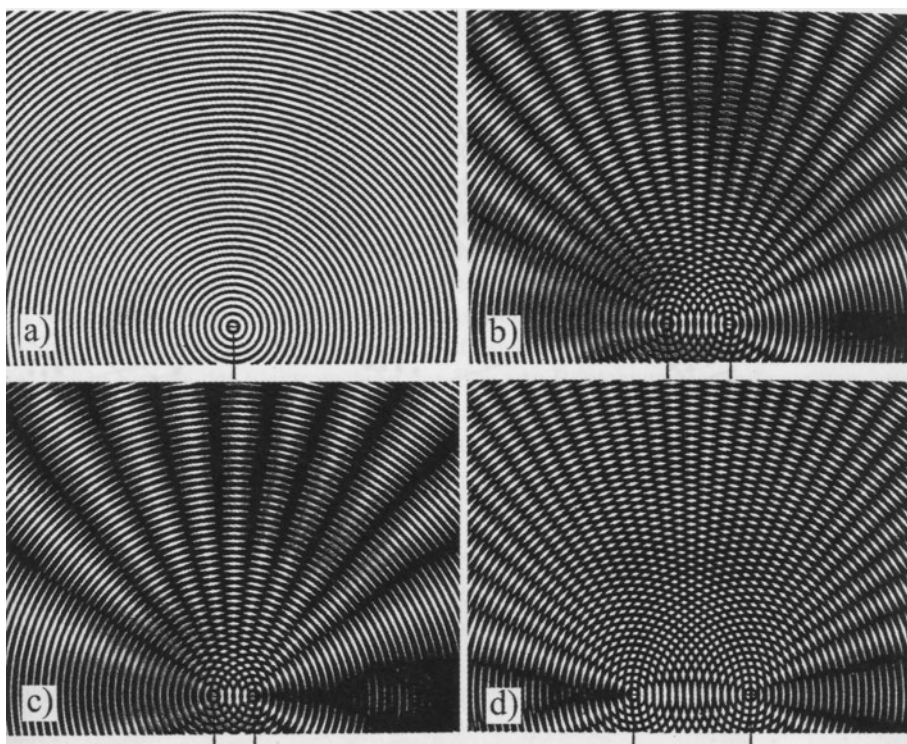


Abbildung 2.6: (a) Ausbreitung einer von einem Punkt ausgehenden Kugelwelle. Die dunklen Ringe veranschaulichen die Wellenberge, die im räumlichen Abstand von einer Wellenlänge aufeinander folgen. Das Bild entspricht einer Momentaufnahme und zeigt die Ausbreitung in einer Ebene wie beispielsweise auf einer Wasseroberfläche, (b) Interferenz von zwei gleichen Wellen wie bei (a), die von zwei verschiedenen Zentren ausgehen. Von (b) bis (d) wird der Abstand zwischen den beiden Wellenzentren größer. In bestimmten Richtungen fallen die Wellenberge und die Wellentäler der beiden Wellen zusammen, sodass beide Wellen sich auslöschen. Mit zunehmendem Abstand der beiden Zentren folgen die Richtungen, bei denen die Auslöschung stattfindet, immer enger aufeinander.

Der geschilderte Sachverhalt wird durch die sogenannte Bragg'sche Interferenzbedingung mathematisch zusammengefasst. Sie ist nach den beiden schon erwähnten Engländern W. H. Bragg und seinem Sohn W. L. Bragg benannt, die unmittelbar nach Veröffentlichung der ersten Laue-Diagramme die zugrunde liegenden Interferenzerscheinungen theoretisch analysiert haben. Die Punktmuster der Laue-Diagramme eignen sich besonders gut zur Bestimmung der Kristallsymmetrien.

Nach den ersten Erfolgen mit der Beugung von Röntgenstrahlen wurde die Methode schnell in verschiedenen Richtungen weiter entwickelt. Bei der sogenannten Drehkristallmethode wird ein gut gebündelter, monochromatischer Röntgenstrahl auf den Kristall gerichtet, wobei der Kristall gleichzeitig um eine feste Achse gedreht wird. Große Intensität der gebeug-

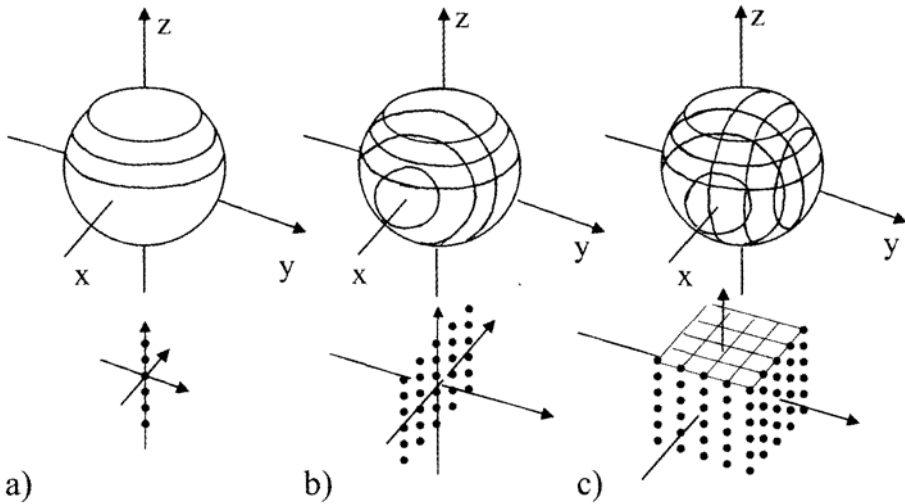


Abbildung 2.7: Erzeugung des Laue-Diagramms als Interferenzmuster durch die Beugung von Röntgenstrahlen an einem dreidimensionalen Punktgitter. Bei einer eindimensionalen Punktkette (a) liegen die Richtungen mit maximaler bzw. minimaler Intensität auf Kegeln, die um die Punktreihe angeordnet sind. Auf einer um die gemeinsame Spitze dieser Kegelfamilie als Mittelpunkt gedachten Kugeloberfläche ergeben die Richtungen mit maximaler oder minimaler Intensität eine Serie von Kreisen. Bei einem zweidimensionalen ebenen Punktgitter (b) muss eine zweite Kegelfamilie hinzugefügt werden, die um die Richtung der zweiten, neu hinzugekommenen geradlinigen Punktreihe angeordnet ist. Auf der Kugeloberfläche ergibt sich jetzt eine zweite Serie von Kreisen, deren Schnittpunkte die Richtungen mit maximaler bzw. minimaler Intensität liefern. Bei einem dreidimensionalen Punktgitter (c) haben wir schließlich entsprechend drei Kegelfamilien zu tun. Die resultierenden drei Serien von Kreisen auf der Kugeloberfläche haben aber im allgemeinen keine gemeinsamen Schnittpunkte mehr, die die Richtungen maximaler bzw. minimaler Intensität markieren. Solche gemeinsamen Schnittpunkte existieren jetzt nur noch für spezielle Werte der Wellenlänge oder der Frequenz der Röntgenstrahlen.

ten Strahlung wird nur für bestimmte Winkeleinstellungen des Kristalls relativ zum einfallenden Röntgenstrahl beobachtet, für die die Bragg-Bedingung erfüllt ist.

Für die beiden bisher genannten Verfahren sind genügend große Einkristalle erforderlich. Wie P. Debye und P. Scherrer als erste gezeigt haben, kann jedoch auch Kristallpulver benutzt werden, das unter Umständen in die Form eines kleinen Zylinders gepresst ist. Man verwendet bei dieser Pulvermethode wieder monochromatische Röntgenstrahlung. Unter den vielen ungeordneten Kriställchen des Pulvers finden sich immer genügend, bei denen ihre Orientierung die Beugungsbedingung gut erfüllt. Die Drehung der Probe von der Drehkristallmethode wird hier quasi automatisch erledigt. Als ein wichtiges Ergebnis können mit allen drei Methoden die Atom- oder Molekülabstände im Kristallgitter genau bestimmt werden, wenn die Wellenlänge der Röntgenstrahlen bekannt ist.

Bei seinen Experimenten in Würzburg hatte Röntgen die neuen Strahlen entdeckt als er in einer hochevakuierten Kathodenstrahlröhre das physikalische Verhalten der Gasentladung untersuchte. Im Laufe nur einiger Wochen intensiver Forschungsarbeit hatte er herausgefunden, dass die Strahlen immer dann auftreten, wenn die schnellen Elektronen in der Glasröhre durch einen festen Gegenstand abgebremst werden. Besonders wirkungsvoll waren hierbei Gegenstände aus schweren Elementen wie Wolfram oder Platin. Das Prinzip zur Erzeugung der sogenannten Bremsstrahlung, wie sie später oft genannt wird, war gefunden und wurde dann bis heute bei der Konstruktion von Quellen für Röntgenstrahlen beibehalten. Eine seiner ersten für die Strahlerzeugung speziell entwickelten Glasröhren mit eingeschmolzener Kathode und Anode hatte Röntgen noch von der Glashütte der Firma „Greiner und Friedrichs“ in dem kleinen Ort Stützerbach bei Ilmenau in Thüringen bezogen. Im Laufe der Zeit haben später die großen Firmen der Elektrotechnik den Bau von Röntgengeräten aufgegriffen, und dieser Bereich hat sich zu einem wichtigen Geschäftsfeld entwickelt. Dabei hat der Grad an Automatisierung und komfortabler Ausstattung der Geräte ständig zugenommen.



Abbildung 2.8: Luftaufnahme der großen europäischen Synchrotron Strahlenquelle in Grenoble (heller Ring im Vordergrund). Der runde turmartige Behälter neben dem Ring ist die Außenhülle des deutsch-französischen Forschungsreaktors des Laue-Langevin-Instituts (Foto: Studio de la Révirée, Grenoble).

Als neueste Entwicklung ist die Erzeugung von Röntgenstrahlen in großen, ringförmigen Elektronenbeschleunigern, sogenannten Elektronen-Synchrotrons, zu nennen. Ein eindrucksvolles Beispiel ist die große europäische Synchrotron Strahlenquelle in Grenoble mit ihrem Ringdurchmesser von 270 m. Entlang der Ringstruktur ist Platz für etwa 60 verschiedene Messstationen. Die Elektronen laufen mit einer hohen Energie von 6 GeV auf einer Kreisbahn, auf der sie durch eine Zentralkraft gehalten werden. Im Gleichgewicht wird diese Kraft durch die nach außen wirkende Zentrifugalkraft kompensiert. Aufgrund dieser konstanten Beschleunigung der Elektronen wird die sogenannte Synchrotronstrahlung emittiert, deren Fre-

quenz von der kinetischen Energie der Elektronen abhängt. Durch den Einbau spezieller Ablenkelemente, sogenannte Wiggler oder Undulatoren, in die Ringstrecke können Strahlen mit speziellen Eigenschaften für die einzelnen Messplätze zur Verfügung gestellt werden. Ähnliche große Lichtquellen wie in Grenoble sind heute weltweit an mehreren Orten in Betrieb. Mit ihnen wird elektromagnetische Strahlung hoher Intensität vor allem im fernen ultravioletten Spektralbereich und im nahen Röntgenbereich erzeugt.

Die Beugung von Röntgenstrahlen ist heute eines der wichtigsten Werkzeuge für die Materialanalyse. Als besondere Höhepunkte dieser Strukturaufklärung mit Hilfe von Röntgenstrahlen, neben dem schon genannten ersten Hinweis auf den Gitteraufbau von Kristallen, nennen wir beispielsweise die Röntgenanalyse des für den menschlichen Sauerstofftransport verantwortlichen roten Blutfarbstoffs Hämoglobin von M. Perutz, sowie den Strukturvorschlag für die DNS-Doppelhelix von F. H. C. Crick und J. D. Watson. Die beiden letzten Beispiele unterstreichen die große Bedeutung der Röntgenstrahlung für die Strukturaufklärung von komplizierten organischen Stoffen wie etwa der Proteine oder der Nukleinsäuren. Die auf M. von Laue, W. H. Bragg und W. L. Bragg zurückgehenden Konzepte wurden allmählich so verfeinert, dass aus den Reflexen der Röntgenbeugung nicht nur die periodische Anordnung der Gitterplätze des molekularen Kristalls, sondern auch der innere atomare Feinbau des einzelnen Proteinmoleküls genau rekonstruiert werden kann. Die Präparation der hierzu notwendigen organischen Kristalle erfordert allerdings besondere Anstrengungen.

Neben der Beugung von Röntgenstrahlen ist abschließend die oben schon erwähnte (elastische) Neutronenstreuung und ihre zunehmende Bedeutung für die Aufklärung von Kristallstrukturen noch einmal zu nennen.

3 Ständige Bewegung im Kristallgitter

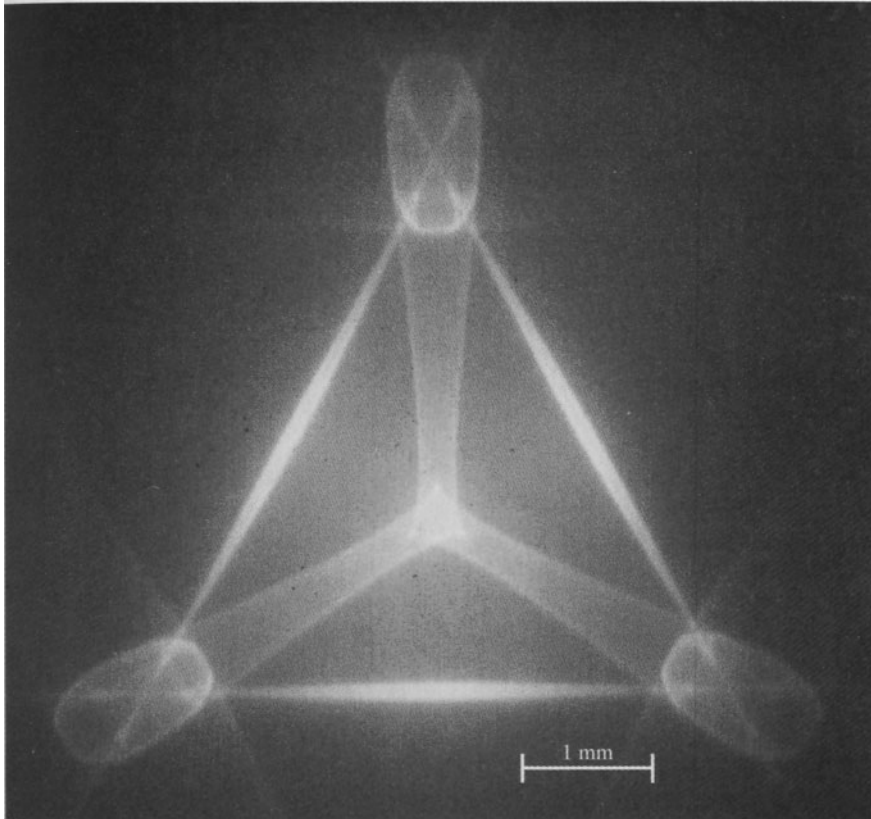


Abbildung 3.1: Abbildung der Intensität der ballistischen Phononen in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung in einem Silizium Einkristall bei der Temperatur von 2.0 Kelvin (phonon imaging). Während die Kristalloberfläche auf einer Kristallseite mit einem Elektronenstrahl abgerastert wird, wird mit einem lokal fixierten Detektor auf der Gegenseite des Kristalls die Intensität der ballistischen Phononen in Abhängigkeit von den Koordinaten des Punktes auf der abgerasterten Kristalloberfläche aufgezeichnet. Helle Bereiche entsprechen hoher Intensität. Die Raumdiagonale der kubischen Elementarzelle des Kristalls steht senkrecht auf der abgerasterten Kristalloberfläche.

Genau betrachtet besteht der Aufbau eines Kristalls nicht aus einem mathematisch idealen Punktgitter. Statt dessen sind die atomaren oder molekularen Bausteine in ständiger Wärmebewegung. Der Kristall verhält sich gewissermaßen wie ein eng gepackter, summender Bienenschwarm, wobei alle Bienen noch geordnete Gitterplätze einnehmen. Jedes Atom oder Molekül im Kristall schwingt um einen zeitlichen Mittelwert seiner Ortskoordinaten. Bei einem viel benutzten Modell stellt man sich den Kristall als dreidimensionales Gitter von Massenpunkten vor, wobei zwei benachbarte Punkte jeweils durch eine kleine Spiralfeder miteinander verbunden sind. Das vollständige Schwingungsverhalten dieser dreidimensionalen Anordnung von Massenpunkten und Spiralfedern kann in die gesamte Anzahl der sogenannten Normalschwingungen zerlegt werden, die für die Zustandsbeschreibung besonders nützlich sind. Jede einzelne Normalschwingung stellt einen sogenannten Freiheitsgrad des Kristalls dar. Bei der Temperatur T steckt in jedem Freiheitsgrad die Energie $k_B T$, wobei k_B die Boltzmann-Konstante bezeichnet. Ein Kristall aus N Atomen besitzt $3N$ Schwingungsfreiheitsgrade. Somit enthält dieser Kristall die gesamte Schwingungsenergie $U = 3N k_B T$. Diese Beziehung wird auch als das Gesetz von Dulong und Petit bezeichnet. Der Faktor $3Nk_B$ gibt die spezifische Wärme aufgrund der Gitterschwingungen an, die nach diesem Gesetz von der Temperatur unabhängig ist.

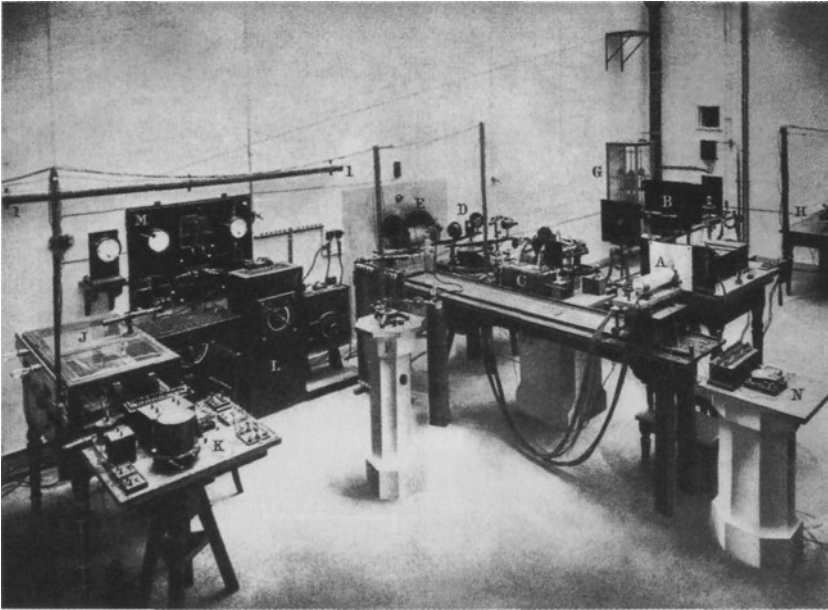


Abbildung 3.2: Strahlungsmesslabor um 1900 in der Physikalisch Technischen Reichsanstalt in Berlin. (Foto: PTB Institut Berlin)

Bisher haben wir uns auf den klassischen Grenzfall beschränkt und die Quantentheorie noch nicht berücksichtigt. Dieser Quantentheorie wollen wir uns kurz zuwenden. Wie durch M. Planck zum ersten Mal gezeigt wurde, ist die Energie von Licht- und Wärmestrahlen quantisiert, wobei jedes Energiequant den Wert $E = h\nu$ besitzt, der proportional zur Frequenz ν der Strahlung ist. Die dabei eingeführte Planck'sche Konstante h ist eine fundamentale Naturkon-

stante der Physik. Bei seinen theoretischen Überlegungen, die im Dezember 1900 zu einem ersten Abschluss kamen, hatte Planck die konsequenten Schlussfolgerungen aus kurz zuvor veröffentlichten, besonders präzisen optischen Messungen gezogen. Die Messungen hatte eine Gruppe von Physikern (L. Holborn, O. Lummer, E. Pringsheim, H. Rubens, W. Wien und andere) an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Charlottenburg durchgeführt. In der Reichsanstalt, die 1884 gegründet worden war, sollten seinerzeit die Grundlagen für ein zuverlässiges Lichtmaß besonders bei der Strahlung von glühenden Metallen erarbeitet werden. Die schnelle Verbreitung der Technik für künstliche Beleuchtung hatte dies damals notwendig gemacht. Als Abschluss dieser Entwicklungen konnte Planck sein berühmtes Strahlungsgesetz formulieren. Ihm war es auf diese Weise gelungen, die vorher schon existierenden theoretischen Ansätze für die Grenzfälle kleiner Wellenlängen (Wien'sches Strahlungsgesetz) und großer Wellenlängen (Rayleigh-Jeans Strahlungsgesetz) miteinander zu vereinen.

Es war Albert Einstein, der 1905 zum ersten Mal die Energiequanten-Hypothese von Planck konsequent auf die Ausbreitung von elektromagnetischen Strahlen angewendet und das Konzept der Lichtquanten oder Photonen, wie sie auch genannt werden, geschaffen hat. Mit diesem Konzept konnte er überzeugend den sogenannten photoelektrischen Effekt erklären. Einsteins Lichtquantenhypothese ist später durch eine große Anzahl von weiteren Experimenten bewiesen worden.



Abbildung 3.3: Max Planck (links) und Albert Einstein (rechts) (Fotos: Deutsches Museum, München).

Nach diesen Bemerkungen zur Quantentheorie kehren wir zum Kristallgitter zurück. Was für die Quantisierung der Energie bei den elektromagnetischen Wellen galt, sollte auch für die Schwingungen im Kristallgitter gelten. Als erster hat wieder Albert Einstein schon 1906 diese Idee aufgegriffen. Er schlug vor, dass jeder Gitterbaustein mit ein und derselben Frequenz, der

Einsteinfrequenz ν_E , schwingt, und dass die Schwingungsenergie wiederum nur in Form der quantisierten Einheiten $E = h\nu_E$ vorliegt. Die Quanten der Schwingungsenergie in Kristallen werden mit Phononen bezeichnet. Von P. Debye wurde das Einstein-Modell schon wenige Jahre später erweitert, indem er ein kontinuierliches Spektrum der Schwingungsfrequenzen zwischen Null und einer charakteristischen Maximalfrequenz annahm. Auf diese Weise konnte Debye zum ersten Mal die Temperaturabhängigkeit der Energie der Gitterschwingungen in Kristallen und insbesondere das berühmte T^3 Gesetz für die spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen in exzellenter Übereinstimmung mit dem Experiment erklären. Hierbei hatte wieder die Planck'sche Energiequantisierung bei den Gitterschwingungen eine zentrale Rolle gespielt und das klassische Gesetz von Dulong und Petit außer Kraft gesetzt. Für die allgemeine Akzeptanz der Quantentheorie waren damals die Messungen der spezifischen Wärme von Kristallen bei tiefen Temperaturen in Verbindung mit dem Debye Modell ein bedeutender Fortschritt. Beispielsweise wurde der spätere Nobel-Laureat W. Nernst erst durch diese Messungen davon überzeugt, dass die Quantentheorie von Planck mehr war als nur eine Interpolationsformel, und dass sie eine neuartige fundamentale Aussage enthielt. Dass Planck seine umwälzende neue Idee aufgrund seiner Diskussion der Physik der Wärmestrahlung entwickelte, hing ausschließlich mit der damals schon relativ weit vorgeschrittenen optischen Messtechnik zusammen.

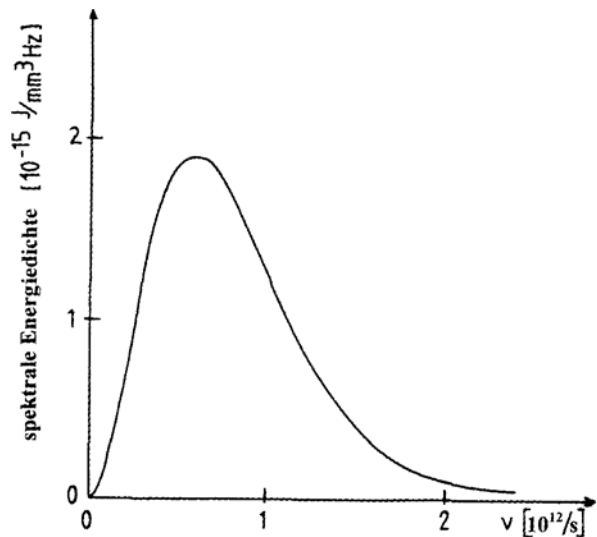


Abbildung 3.4: Spektrale Energiedichte der Phononen in einem Germanium-Kristall bei der Temperatur von 10 Kelvin gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz, aufgetragen über der Phononenfrequenz ν .

Der zentrale Gedanke bei der Entwicklung der Quantenmechanik in den 20er Jahren war die konsequente Beschränkung ihrer Aussagen über die Welt der Atome auf beobachtbare Tatsachen. Die Ununterscheidbarkeit der elementaren Bausteine wie Elektronen, Protonen, Neutronen usw. musste auch in die Theorie an zentraler Stelle eingebaut werden. Bei Vertauschung der gleichen Elementarteilchen durfte sich am Endergebnis nichts ändern. Die theoretischen Aussagen mussten folglich bestimmte Symmetrieeigenschaften aufweisen. Diese Forderung hat einschneidende Auswirkungen auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung der verschiedenen Zustände und erfordert neue Konzepte für die sogenannte Quantenstatistik. Die

ersten Schritte in dieser Richtung stammen von dem indischen Physiker S. N. Bose. Er hatte 1924 die Planck'sche Strahlungsformel auf neuartige Weise abgeleitet. Nachdem er bei der Publikation seiner Ergebnisse Schwierigkeiten bekam, wandte er sich an Einstein und bat ihn um Unterstützung. Einstein war von Boses Arbeit begeistert und veranlasste ihre Publikation in der Zeitschrift für Physik. Ausgehend von Boses Ergebnissen hat Einstein dann in weiteren Arbeiten auf eine weitgehende formale Verwandtschaft zwischen Strahlung und einem idealen Gas hingewiesen. Das entstandene neue Konzept der Quantenstatistik ist heute unter dem Namen Bose-Einstein-Statistik bekannt.

Die Bose-Einstein-Statistik wird auf ununterscheidbare Elementarteilchen angewendet, deren Drehimpuls Null ist oder einen ganzzahligen Wert besitzt. Man nennt diese Teilchen daher auch Bosonen. Ein und derselbe Quantenzustand kann mit einer beliebig großen Anzahl von Bosonen besetzt werden. Phononen gehören zu dieser Teilchensorte, da sie keinen Drehimpuls haben. Lichtquanten oder Photonen werden ebenfalls zu den Bosonen gerechnet, da sie den Drehimpuls eins besitzen. Für Elektronen gilt jedoch eine andere Form der Quantenstatistik, wie wir im übernächsten Kapitel noch diskutieren werden.

Das Spektrum der Phononen wird ebenso durch das Planck'sche Strahlungsgesetz beschrieben wie das Photonenpektrum eines Temperaturstrahlers. Mit der Beschränkung der Schwingungsfrequenzen auf den Bereich unterhalb einer charakteristischen Maximalfrequenz, der sogenannten Debye-Frequenz ν_D , weist das Phononenspektrum aber einen wesentlichen Unterschied gegenüber dem Spektrum für elektromagnetische Strahlung auf. Die Maximalfrequenz ν_D rührt einfach von den diskreten Gitterpunkten des Kristallaufbaus. Längenskalen unterhalb des Abstands nächster Nachbarn im Kristallgitter sind für die Gitterschwingungen irrelevant, sodass hierdurch ein Minimalwert der Wellenlänge und ein entsprechender Maximalwert der Schwingungsfrequenz definiert ist. Der resultierende Maximalwert $h\nu_D$ der Phononenenergie wird als Debye-Energie bezeichnet. Da auf der anderen Seite die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen aber in einem Kontinuum erfolgt und keine Gitterstruktur des Mediums vorliegt, werden wir in diesem Fall nicht mit entsprechenden Extremalwerten von Wellenlänge und Frequenz konfrontiert.

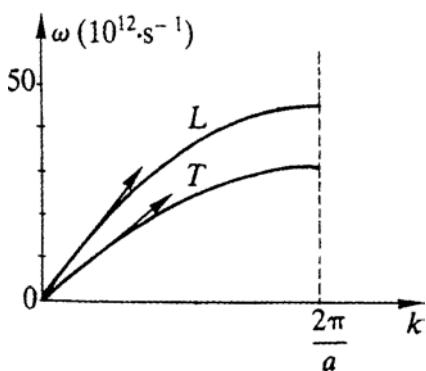


Abbildung 3.5: Phononenfrequenz ω aufgetragen in Abhängigkeit von der Wellenzahl k der Phononen (sogenannte Dispersionskurven) eines Kupferkristalls. Der Wellenvektor zeigt in Richtung der Würfelkanten der kubischen Elementarzelle des Kristalls. L bezeichnet den longitudinalen und T den transversalen Zweig, $a = 0,361 \text{ nm}$ ist der Nachbarabstand im kubischen Kristallgitter von Kupfer (B. N. Brockhouse).

Im einfachsten Fall haben wir es nur mit einem einzigen Atom pro Elementarzelle des Kristallgitters zu tun. Seine Schwingung kann in den drei Raumrichtungen erfolgen. Die sich im Kristall ausbreitenden Phononen sind somit auch durch drei Richtungen gekennzeichnet. Bei den sogenannten longitudinalen Phononen schwingen die Gitteratome parallel zur Aus-

breitungsrichtung der Welle. Bei den transversalen Phononen erfolgt die Schwingung jeweils in einer der beiden Richtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Auf diese Weise kommen die drei sogenannten akustischen Zweige der Phononen zustande: ein longitudinaler Zweig und zwei transversale Zweige. Sie werden akustische Zweige genannt, da sich ihre Phononen im Grenzfall großer Wellenlängen mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Enthält das Kristallgitter mehrere Atome pro Elementarzelle, kommen noch die sogenannten optischen Phononenzweige hinzu. Bei ihnen schwingen die Atome innerhalb der Elementarzelle auch noch gegeneinander. Haben wir p Atome pro Elementarzelle, dann gibt es insgesamt $3p$ Phononenzweige: 3 akustische und $3p - 3$ optische Zweige.

Experimentell werden die Phononenspektren vor allem durch unelastische Streuung von Neutronen in Kristallen bestimmt. Die Pionierarbeiten stammen von B. N. Brockhouse von der McMaster Universität in Kanada. Seine ersten Messungen führte er 1955 an Aluminium durch. Im Experiment wird die Energie- und Impulsänderung gemessen, die die Neutronen erfahren, wenn sie im Kristall ein Phonon erzeugen oder vernichten. Die großen Fortschritte in der Neutronenspektroskopie, die unter anderen von H. Maier-Leibnitz zunächst an der Technischen Universität München in Garching und anschließend am Laue-Langevin-Institut in Grenoble wesentlich mit geprägt worden waren, haben hier schöne Früchte getragen.

Die naheliegende Frage, ob sich die Störung der perfekten Ordnung im Kristallgitter durch die vorhandenen Gitterschwingungen nicht sehr nachteilig auf die Beobachtung der Beugung der Röntgenstrahlen auswirken würde, hatte schon M. von Laue und seine damaligen Kollegen in München vor seinem berühmten Experiment stark beunruhigt. Das positive experimentelle Ergebnis hat diese Frage dann aber rasch eindrucksvoll beantwortet. Mit der theoretischen Begründung und der Rolle der thermischen Gitterschwingungen für die Röntgenbeugung hat sich P. Debye schon 1913 in einer Reihe von Arbeiten beschäftigt. In den 20er Jahren hat der Schwede I. Waller das Thema wieder aufgegriffen. Von beiden wurde gezeigt, dass lediglich die Höhe der Intensitätsmaxima der Beugungsreflexe durch die thermischen Gitterschwingungen reduziert wird, während die Linienschärfe erhalten bleibt. Grund hierfür ist die ungeordnete thermische Bewegung der Gitteratome, die dazu führt, dass sich diese Wirkungen gegenseitig auslöschen. Quantifiziert wird diese Reduktion der Beugungsintensität durch den sogenannten Debye-Waller Faktor. Insbesondere besagt dieser Faktor, dass die Intensität der scharfen Beugungsreflexe mit abnehmender Temperatur deutlich zunimmt.

Eine Hauptrolle hat der Debye-Waller Faktor noch einmal später bei der Entdeckung des sogenannten Mössbauer-Effekts erhalten. Als junger Doktorand hatte Rudolf L. Mössbauer in München von seinem Doktorvater H. Maier-Leibnitz die Untersuchung der Resonanzabsorption von γ -Strahlen in Atomkernen zum Thema erhalten. Es sollte herausgefunden werden, ob die von einem Atomkern der Quelle emittierte γ -Strahlung von einem anderen Atomkern des gleichen Elements des Absorbers resonanzartig wieder absorbiert wird. Um diesen Effekt zu realisieren müssen die spektralen Energiebreiten der γ -Strahlung für den Emissions- und den Absorptionsprozess einigermaßen überlappen. Die Hauptfrage war hierbei, ob durch den Rückstoß bei der Emission und der Absorption des γ -Quants dieser notwendige Überlapp verschwindet und die Resonanzabsorption deshalb nicht stattfindet. Interessanterweise hatte Mössbauer zunächst die Idee, diesen Überlapp zu begünstigen indem man die sogenannte thermische Linienverbreiterung durch eine Erhöhung der Temperatur vergrößert. Dieser Gedanke wurde aber schon bald verworfen, und stattdessen kühlte Mössbauer Quelle und Absorber mit flüssigem Sauerstoff. Dies stellte sich dann als entscheidend heraus. So konnte er zum ersten

Mal die sogenannte rückstoßfreie Kernresonanzfluoreszenz nachweisen. Seine ersten Experimente hat Mössbauer mit der 129-keV-Strahlung des Iridium-Isotops ^{191}Ir durchgeführt, wobei die Iridium Atome in einem Kristall eingebaut waren. Wiederum war es die Ausschaltung des Einflusses der Phononen auf die Schärfe der sogenannten Mössbauer Linie, die den Effekt bewirkte, so wie es der Debye-Waller Faktor regelt. Die Rückstoßfrage spielte jetzt auch keine Rolle mehr, da die Iridium-Atome fest im Wirtskristall eingebaut waren. Die extreme Energieschärfe der Mössbauer Linie ist nur noch durch die natürliche Linienbreite begrenzt, die sich aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation aus der Lebensdauer des Zustands ergibt. Diese besondere Linien­schärfe hat eine große Anzahl von hochempfindlichen Messungen auf vielen Gebieten ermöglicht. Ein eindrucksvolles frühes Beispiel ist der Nachweis der Energieänderung von γ -Quanten nachdem sie im Gravitationsfeld der Erde einen Höhenunterschied zurückgelegt haben durch die amerikanischen Physiker R. V. Pound und G. A. Rebka. In ihrem Experiment betrug der Höhenunterschied 22,5 m.

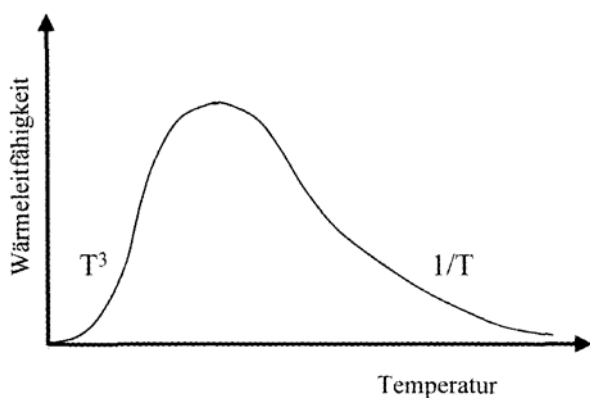


Abbildung 3.6: Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit eines elektrischen Isolators (schematische Darstellung).

Phononen spielen auch beim Transport von Wärmeenergie durch Kristalle eine Rolle. In elektrischen Isolatoren sind sie der einzige Mechanismus, der die Wärmeleitfähigkeit bestimmt. Modellmäßig können Phononen wie ein Gas behandelt werden, in dem viele Stöße zwischen den Teilchen stattfinden. Wegen der vielen Stöße ist der Wärmetransport durch die Phononen im allgemeinen ein diffusiver Prozess. Mit steigender Temperatur nimmt die Anzahl der thermisch erzeugten Phononen und deshalb auch die Wahrscheinlichkeit für die Stöße zwischen den Phononen zu. Deshalb nimmt die Wärmeleitfähigkeit mit wachsender Temperatur ab. Eine Ausnahme gibt es aber bei sehr tiefen Temperaturen. Wegen der geringen Anzahl der Phononen spielen jetzt die Stöße zwischen ihnen keine Rolle mehr, und es kommt nur noch auf die Anzahl der Phononen an. Ihre Anzahl und somit auch die Wärmeleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen wächst aber mit steigender Temperatur nach dem schon erwähnten T^3 -Gesetz. In Abhängigkeit von der Temperatur ergibt sich schließlich für die Wärmeleitfähigkeit eine Kurve mit einem ausgeprägten Maximum bei einer mittleren Temperatur. Für Saphir (Al_2O_3) liegt dieses Maximum beispielsweise bei 30 K.

Eine genaue theoretische Betrachtung des Wärmetransports durch Phononen erfordert allerdings noch einen neuartigen Prozess, den sogenannten Umklapp-Prozess, der bewirkt, dass gerichteter Impuls des Wärmetransports an den Kristall abgegeben wird und so verloren geht. Das Konzept der Umklapp-Prozesse hat der in Berlin geborene und später in England tätige Rudolf E. Peierls im Jahr 1929 zum ersten Mal vorgestellt.

Eine besonders hohe Wärmeleitfähigkeit hat Diamant. In jüngster Zeit wurden deshalb besondere Anstrengungen zur Entwicklung dünner Diamantschichten unternommen, die wegen ihrer hohen Wärmeleitfähigkeit zum Zweck der Abkühlung technologisch interessant sind.

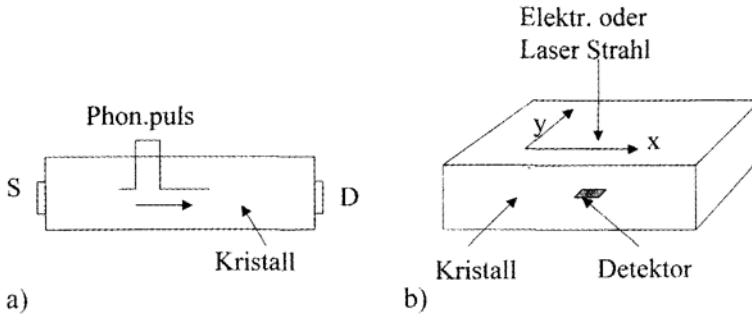


Abbildung 3.7: Ballistische Ausbreitung von Phononen bei tiefen Temperaturen, (a) Schema eines Experiments zur Bestimmung der Laufzeit der Phononen. Auf der linken Kristallseite werden die Phononen durch einen Wärmepuls mit der Quelle S erzeugt und anschließend auf der rechten Kristallseite mit dem Detektor D registriert. Als Quelle kann eine dünne auf die Kristalloberfläche aufgebrachte Metallschicht dienen, durch die ein elektrischer Strompuls geleitet wird. Als Detektor kann ebenfalls eine aufgebrachte dünne Schicht benutzt werden, deren elektrischer Widerstand empfindlich auf pulsartige Temperaturänderungen reagiert, (b) Zur Erzeugung eines Phononenpulses lässt sich auch ein gepulster Elektronenstrahl oder Laserstrahl verwenden, der auf die Kristalloberfläche an einer Seite des Kristalls gerichtet ist. Wird der Strahl auch noch über diese Kristalloberfläche gerastert, während der Detektor auf der Gegenseite des Kristalls lokal fixiert ist, dann lässt sich die ballistische Ausbreitung der Phononen in Abhängigkeit von ihrer Ausbreitungsrichtung im Kristall abbilden.

Wie schon erwähnt, werden die Stoßprozesse zwischen den Phononen bei genügend tiefer Temperatur immer seltener. Phononen können sich dann mit Schallgeschwindigkeit über große Strecken von etwa mm bis cm frei ausbreiten. Man spricht in diesem Fall von sogenannten ballistischen Phononen. Die Ausbreitung von ballistischen Phononen lässt sich schön beobachten, indem man an der Oberfläche eines gut abgekühlten Kristalls lokal einen kurzen Wärmepuls erzeugt. Die dadurch erzeugten Phononen werden dann nach einer entsprechenden Laufzeit auf der Rückseite des Kristalls als Puls wieder lokal detektiert. Zur Erzeugung des Wärmepulses kann man auch einen gepulsten Laserstrahl oder Elektronenstrahl benutzen. Mit der letzteren Methode wurde die Fortpflanzung der ballistischen Phononen in Abhängigkeit von ihrer Ausbreitungsrichtung im Kristall abgebildet (sogenanntes phonon imaging). Der Strahl musste nur noch lateral über die Kristalloberfläche gerastert werden, während der Detektor auf der Rückseite des Kristalls lokal fixiert war.

Wird die Kristalltemperatur immer weiter abgesenkt, dann bleiben schließlich nur noch die sogenannten Nullpunktsschwingungen der Kristallbausteine übrig. Die Nullpunktsschwingungen sind eine Folge der quantenmechanischen Unschärferelation, die erfordert, dass ein räumlich fixiertes Objekt immer eine endliche Impulsunschärfe besitzt. Die hiermit verknüpfte Nullpunktenergie einer Schwingung der Frequenz ν beträgt $\frac{1}{2} h\nu$.

4 Elektrischer Leiter oder Isolator?

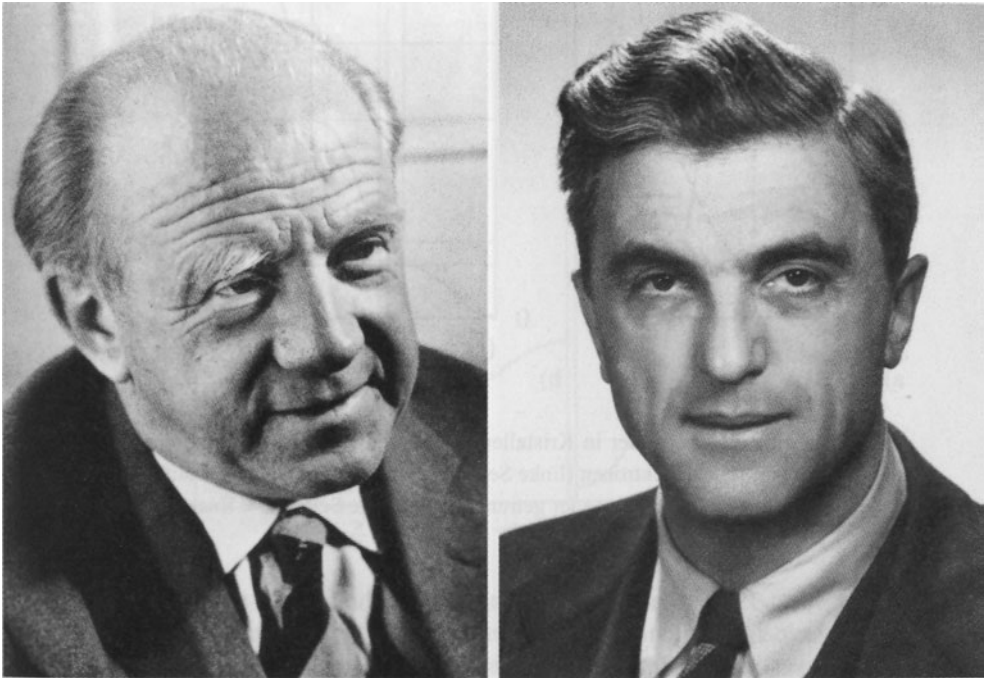


Abbildung 4.1: W. Heisenberg (links, Foto: Deutsches Museum, München) und F. Bloch (rechts, Foto: Nobel Museum).

Nachdem die Grundlagen der neuen Quantenmechanik in den Jahren 1925 und 1926 vor allem durch den Deutschen W. Heisenberg, den Österreicher E. Schrödinger und den Engländer P. A. M. Dirac gelegt waren, ging man daran, die Theorie für die unterschiedlichsten Fälle anzuwenden. Nur anhand einer Behandlung von möglichst vielen Anwendungsbeispielen konnte man mit den neuartigen Vorstellungen vertraut werden. Nachdem einfache Fälle wie das Wasserstoffatom oder das Wasserstoffmolekül behandelt worden waren, wandte man sich auch komplizierteren Fragestellungen zu. Wichtige Entwicklungen gingen damals von Leipzig aus.

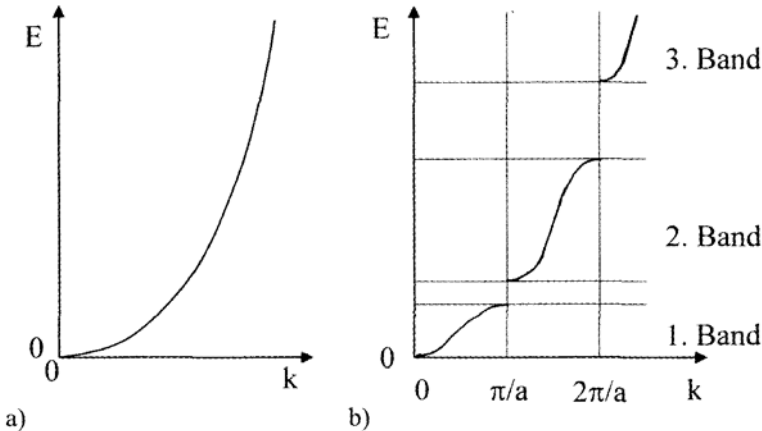


Abbildung 4.2: Energiebänder in Kristallen. Im Kristallgitter wird das kontinuierliche Energiespektrum von freien Elektronen (linke Seite) in einzelne Energiebänder aufgeteilt, die durch verbotene Energielücken voneinander getrennt sind (rechte Seite). E = Energie; k = Wellenvektor; a = Nachbarabstand im Kristallgitter.

Heisenberg hatte 1927 schon mit 26 Jahren einen Lehrstuhl für theoretische Physik an der Universität Leipzig erhalten. Dort versammelte er bald eine Anzahl außerordentlich begabter und kreativer junger Mitarbeiter um sich, die das weitere Geschehen in der Physik maßgeblich beeinflusst haben. Schon Anfang 1928 hatte Heisenberg erkannt dass die Quantenmechanik auch für Kristalle eine wichtige Rolle spielen sollte. Der in Zürich geborene Schweizer Felix Bloch war gerade zu Heisenbergs Arbeitsgruppe als Doktorand hinzugekommen. Für seine Promotion schlug ihm Heisenberg zwei mögliche Themen vor: Bloch könne sich die quantenmechanische Theorie des Ferromagnetismus oder die Theorie der Metalle vornehmen. Da Bloch wusste, dass Heisenberg den Kern des ersten Themas schon weitgehend im Ansatz geklärt hatte, bevorzugte er das zweite Thema. Nur so konnte er hoffen, einen eigenen wesentlichen Beitrag zu leisten. Tatsächlich hat Heisenberg auch schon bald darauf seine berühmte Arbeit publiziert, die die Grundlage der modernen Theorie des Ferromagnetismus geworden ist.

In seiner Dissertation, deren Ergebnisse er 1928 veröffentlicht hat, legte Bloch die quantenmechanischen Grundlagen für die Elektronen in Kristallgittern. Durch das in allen drei Dimensionen periodische Kraftfeld des Kristallgitters werden die Elektronen als de Broglie Wellen im Rhythmus des Gitteraufbaus moduliert. Es handelt sich hier um den berühmten

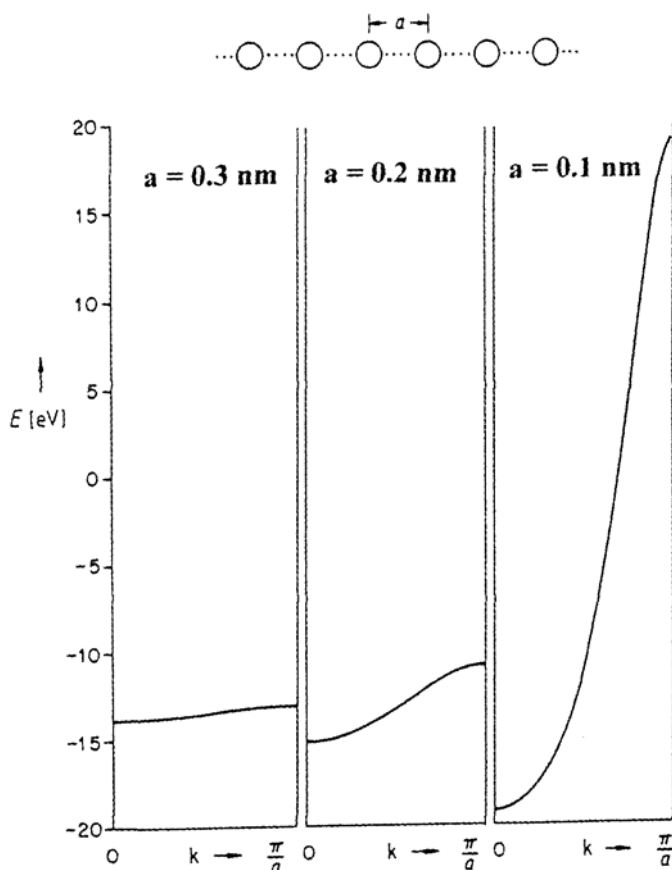


Abbildung 4.3: Bandstruktur einer eindimensionalen, geraden Kette von Wasserstoffatomen bei einem Nachbarabstand a von 0,3, 0,2 und 0,1 nm. Aufgetragen ist die Elektronenenergie E in Abhängigkeit vom Wellenvektor k . Die Elektronenenergie für ein einzelnes isoliertes Wasserstoffatom beträgt $-13,6$ eV. Durch die Verbreiterung dieses Energiewerts entstehen die Energiebänder, deren Energiebreite mit abnehmendem Nachbarabstand deutlich zunimmt (R. Hoffmann).

Bloch-Ansatz für die quantenmechanische Wellenfunktion der Elektronen, auf dem alle weiteren theoretischen Entwicklungen für Kristalle aufgebaut haben. Bloch hat einen interessanten Grenzfall ausführlich behandelt. Bei diesem Grenzfall wird angenommen, dass die Elektronen an die Atome oder Moleküle auf den einzelnen Gitterplätzen stark gebunden sind, und dass ein Platzwechsel zu den Nachbarplätzen nur relativ selten vorkommt. Ausgangspunkt sind in diesem Fall die quantenmechanischen Zustände der Elektronen des isolierten einzelnen Atoms oder Moleküls mit ihren dazugehörigen diskreten Energiewerten. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen jedem Atom oder Molekül und seinen Nachbarn im Kristallgitter spalten die diskreten Energiewerte aber auf und verbreitern sich zu Energiebändern. Diese

Verbreiterung wird umso größer je kleiner der Abstand zwischen benachbarten Gitterpunkten ist. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons in der Umgebung eines Gitterpunkts wird durch die zugehörige quantenmechanische Wellenfunktion beschrieben. Entscheidend ist für die genannte Energieverbreiterung der räumliche Überlapp der Wellenfunktionen von benachbarten Gitterpunkten. Im Endergebnis haben wir ein Energiespektrum der Elektronen, das aus erlaubten Energiebändern besteht, die durch sogenannte Energielücken voneinander getrennt sind.

In einem anderen wichtigen Grenzfall, der von R. E. Peierls ebenfalls in Leipzig zuerst diskutiert wurde, werden quasifreie Elektronen angenommen, und die Störung durch das periodische Kraftfeld des Kristallgitters wird als geringfügig angesehen. Die Elektronen können sich in diesem Fall als Materiewellen ungehindert ausbreiten. Eine Ausnahme bei der freien Ausbreitung gibt es jedoch, wenn die Materiewellen Bragg-Reflexion am Kristallgitter erfahren. Für die Elektronenenergien bzw. -wellenlängen, bei denen Bragg-Reflexion stattfindet, gibt es keine Lösungen der quantenmechanischen Schrödingergleichung mehr, und diese Energien sind verboten. Auf diese Weise tauchen Energielücken im Spektrum der Elektronen auf. Das Energiespektrum wird wieder in einzelne sogenannte Energiebänder aufgeteilt, die durch verbotene Energielücken voneinander getrennt sind.

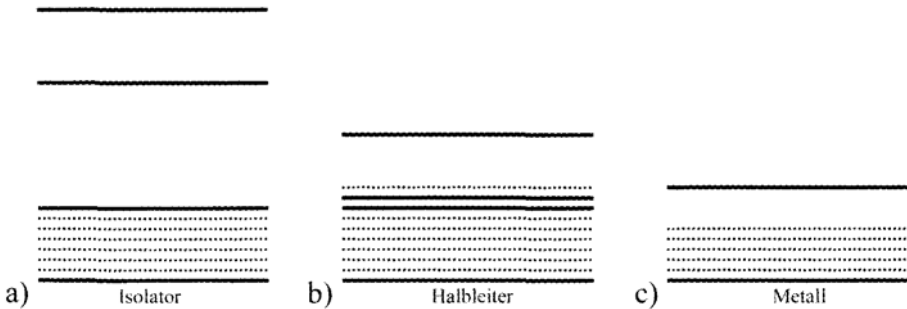


Abbildung 4.4: Bändermodell für die elektrische Leitfähigkeit von Kristallen, (a) Ein vollständig gefülltes Energieband mit einem großen Energieabstand zum nächsthöheren, aber noch vollständig leeren Energieband ergibt einen elektrischen Isolator, (b) Ein vollständig gefülltes Energieband mit einem kleinen Energieabstand zum nächsthöheren, aber nahezu noch leeren Energieband führt zu einem Halbleiter, (c) Ein gut aber noch keineswegs vollständig gefülltes Energieband liefert die elektrische Leitfähigkeit eines Metalls.

Der Engländer Alan H. Wilson, der 1931 zu Heisenbergs Gruppe in Leipzig gestoßen war, hat schließlich den letzten Schritt zur Beantwortung der Frage getan, ob ein Kristall ein elektrischer Leiter, Halbleiter, oder Isolator ist. Nach seinem Vorschlag, der sich dann als richtig erwies, sind die Energiebänder im Kristall für die Unterschiede bei den elektrischen Leitungseigenschaften verantwortlich. Bei einem nur teilweise gefüllten Band haben wir metallische Leitfähigkeit. Andererseits erhält man einen elektrischen Isolator, wenn alle Energiebänder vollständig gefüllt sind, und wenn gleichzeitig kein leeres Band auf der Energieachse in der Nähe liegt. Das vollständig gefüllte Band kann zur Leitfähigkeit nichts beitragen, da die Geschwindigkeitsverteilung aller Elektronen nicht mehr verändert werden kann. Für die elektrische Stromleitung müssten die Geschwindigkeiten der Elektronen aber umverteilt werden,

was energetisch bei einem vollen Band ausgeschlossen ist, da keine freien Energieplätze zur Verfügung stehen. Lediglich der Fall ist noch interessant, wenn ein leeres Band energetisch dicht oberhalb eines gefüllten Bandes existiert, sodass Elektronen durch Zufuhr von thermischer Energie von dem unteren in das obere Band gelangen können. Die Energielücke zwischen beiden Bändern müsste also genügend klein sein. In diesem Fall haben wir es mit einem Halbleiter zu tun, worüber im übernächsten Kapitel noch zu sprechen sein wird.

Nach nur drei Jahren hatten es die theoretischen Physiker in Leipzig geschafft, die elektrische Leitungseigenschaft von Kristallen aufzuklären, indem man sie mit den Energiebändern der Elektronen in Verbindung gebracht hat.

5 Metalle gehorchen den Verboten der Quantenstatistik

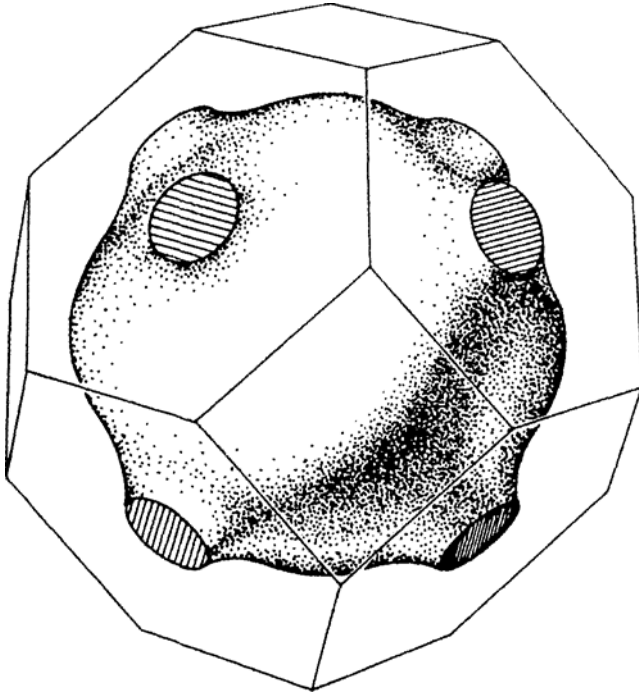


Abbildung 5.1: Fermi-Oberfläche von Kupfer. – Die Fermi-Oberfläche existiert im Impulsraum und gibt an, bis zu welchem Wert alle Wellenvektoren für die Unterbringung der vorhandenen Elektronen verbraucht werden. Im einfachsten Fall ist die Fermi-Oberfläche eine Kugel, deren Radius durch den Fermi-Wellenvektor k_F gegeben ist. Das Bild zeigt die Fermi-Oberfläche von Kupfer, in dem historisch zum ersten Mal Abweichungen von der Kugelgestalt nachgewiesen wurden. Charakteristisch sind die bei Kupfer in acht verschiedenen Richtungen erkennbaren kurzen „Hälse“.

Bevor die im letzten Kapitel beschriebenen quantenmechanischen Grundlagen gelegt wurden, hatte es schon klassische Modellkonzepte zur Beschreibung des Verhaltens von Elektronen in Metallen gegeben. Hierbei dominierte das Modell von P. Drude und H. A. Lorentz. Die Elektronen im Metall stellte man sich als ideales Gas vor, das sich frei im Gitter der Kristallbausteine bewegen kann. Ferner sollte es nur eine Sorte der beweglichen negativen Ladungsträger geben. Die Anwesenheit der Gitteratome wurde zwar vernachlässigt, sollte aber andererseits hin und wieder zu Stößen mit den beweglichen Elektronen führen. Auf diese Weise wurde eine Begrenzung der sogenannten freien Weglänge der Elektronen und somit der elektrischen Leitfähigkeit erreicht. Da die Elektronen neben ihrer Ladung auch Wärmeenergie transportieren können, tragen sie auch zur Wärmeleitfähigkeit der Metalle bei. Neben dem Wärmetransport durch Phononen ist dieser Beitrag der Elektronen ein zweiter Mechanismus, den wir in Metallen zu berücksichtigen haben. Die Beiträge der beiden Mechanismen haben häufig eine ähnliche Größe. Da der Transport von Wärmeenergie und von elektrischer Ladung durch dieselben Elektronen erfolgt, findet man in Übereinstimmung mit dem Experiment, dass der elektronische Anteil der Wärmeleitfähigkeit und die elektrische Leitfähigkeit zueinander proportional sind. Diese Proportionalität ist als das Wiedemann-Franz-Gesetz bekannt. In der Praxis wird dieses Gesetz häufig dazu benutzt, die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen in einem Metall abzuschätzen, wenn die verhältnismäßig leicht messbare elektrische Leitfähigkeit bestimmt worden ist.

Die Erklärung des Wiedemann-Franz-Gesetzes war einer der Erfolge des Drude-Lorentz-Modells. Das Modell versagte aber bereits, wenn es die elektrische und die thermische Leitfähigkeit der Elektronen getrennt, also nicht nur das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten, angeben sollte. Weitere und noch viel grundlegendere Schwierigkeiten gab es aber bei der spezifischen Wärme der Elektronen. Ihr Beitrag zur spezifischen Wärme war viel kleiner als man es nach den klassischen Vorstellungen erwarten sollte. Die Auflösung des Rätsels kam dann wieder von der neuen Quantenmechanik und insbesondere von der Anwendung des sogenannten Pauli-Prinzips.

Wieder ist es die Ununterscheidbarkeit der Elektronen als Elementarteilchen, die bei der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Zustände eine neue Quantenstatistik erfordert. Bei den Gitterschwingungen hatten wir dies in Form der Bosonen schon kennen gelernt. Jetzt haben wir es bei den Elektronen aber mit Elementarteilchen zu tun, die einen halbzahligen Eigendrehimpuls besitzen. W. Pauli hatte 1925 sein berühmtes Ausschließungsprinzip formuliert, welches besagt, dass jeder quantenmechanische Zustand eines Systems höchstens nur von einem einzigen Elektron besetzt werden kann. Entscheidend ist hierbei, dass die Elektronen einen halbzahligen Eigendrehimpuls haben. Auf diese Weise konnte Pauli den Abschluss der Elektronenschalen in den Atomen erklären. Wie der Italiener E. Fermi und P. A. M. Dirac 1926 unabhängig voneinander gezeigt haben, führt die Anwendung des Pauli-Prinzips ebenfalls zu einer neuen Quantenstatistik, die heute unter dem Namen Fermi-Dirac-Statistik bekannt ist. Die Fermi-Dirac-Statistik gilt generell für Elementarteilchen mit halbzahligem Eigendrehimpuls, wie es für die Elektronen der Fall ist. Diese Teilchen werden Fermionen genannt. Ihr Eigendrehimpuls wird auch mit Spin bezeichnet. Wegen der sogenannten Richtungsquantisierung kann der halbzahlige Elektronenspin nur in zwei möglichen Richtungen orientiert sein. Gemäß dem Pauli-Prinzip kann ein Zustand für jede der beiden Spinrichtungen höchstens nur einmal durch ein Elektron besetzt werden. Die vielen in einem Metall vorhandenen Elektronen müssen sich daher auch auf viele Zustände mit unterschiedlicher Energie in einem

Energieband verteilen. So kommt es, dass die Elektronen im Energieband nacheinander die „Energieplätze“ mit wachsendem Energiewert einnehmen müssen. Das letzte Elektron muss dann den Platz mit der höchsten Energie besetzen. Diese höchste Energie für die besetzten Plätze wird mit Fermi-Energie und die entsprechende Energieverteilung der Elektronen mit Fermi-Verteilung bezeichnet. Im folgenden wollen wir die Fermi-Energie mit ε_F ausdrücken.

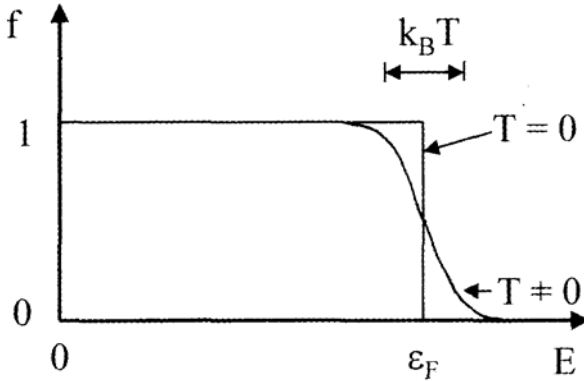


Abbildung 5.2: Fermi-Verteilungsfunktion: Aufgrund des Ausschließungsprinzips von Pauli kann jeder quantenmechanische Zustand im Kristall höchstens nur von einem Elektron besetzt werden. Bei der Temperatur von null Kelvin hat die Fermi-Verteilungsfunktion für alle Energien bis zur Fermi-Energie ε_F den Wert eins und fällt bei ε_F abrupt von eins auf null. Bei einer endlichen Temperatur T wird der Abfall der Fermi-Verteilungsfunktion von eins auf null auf der Energieachse verschmiert und erfolgt bei der Fermi-Energie innerhalb einer Energiebreite von ungefähr $k_B T$.

Mathematisch stellt die Fermi-Verteilung eine relativ einfache Funktion in Abhängigkeit von der Energie dar. Zwischen der Energie null und der Fermi-Energie hat diese Funktion den Wert eins, da diese Zustände einmal besetzt sind. Bei der Fermi-Energie fällt die Funktion dann abrupt von eins auf null, sie hat also ungefähr die Form eines Rechtecks. Die Rechteckform gilt exakt aber nur am absoluten Nullpunkt der Temperatur. Bei einer von null verschiedenen Temperatur T ist der Abfall der Fermi-Funktion von eins auf null auf der Energieachse etwas verschmiert und erfolgt an der Fermi-Energie innerhalb einer Energiebreite von ungefähr $k_B T$. Den Energiebetrag $k_B T$ hatten wir schon einmal bei unserer Besprechung der Energie für die einzelnen Freiheitsgrade der Normalschwingungen des Kristallgitters kennen gelernt.

Jetzt kehren wir wieder zur spezifischen Wärme der Elektronen zurück. Da die Elektronen im Metall der einschränkenden Vorschrift in der Form der Fermi-Verteilung unterliegen, sind fast alle Elektronen im relevanten Energieband nicht mehr in der Lage, an ihrem Zustand etwas zu ändern. Da für ein beliebig herausgegriffenes Elektron alle energetisch benachbarten Zustände schon besetzt sind, könnte das betrachtete Elektron nur durch einen sehr großen Energiesprung in einen noch unbesetzten Zustand gelangen und dadurch physikalisch etwas bewirken. Ein derartig großer Energiesprung kann aber normalerweise nicht stattfinden. Die einzige Ausnahme besteht für die wenigen Elektronen in der Umgebung der Fermi-Energie,

die energetisch nahe genug an noch unbesetzten Zuständen liegen, sodass sie durch thermische Anregung in diese unbesetzten Zustände gelangen können. Der Bruchteil der Elektronen, für den diese Ausnahme zutrifft, beträgt etwa $k_B T / \varepsilon_F$. Es ist auch nur dieser Bruchteil, der zur spezifischen Wärme der Elektronen beitragen kann. In guter Übereinstimmung mit dem Experiment wird die spezifische Wärme der Elektronen in einem Metall durch diesen Faktor $k_B T / \varepsilon_F$ gegenüber der klassischen Theorie stark reduziert und wird außerdem noch proportional zur absoluten Temperatur. So konnte die Schwierigkeit mit der spezifischen Wärme wieder einmal durch die Quantenstatistik, in diesem Fall für die Elektronen, aufgeklärt werden. Setzt man für die einwertigen Metalle die entsprechenden Zahlen ein, dann findet man für Zimmertemperatur etwa den Wert $k_B T / \varepsilon_F = 0,01$. Gemessen an der Fermi-Energie ε_F findet der Übergang von den besetzten zu den unbesetzten Zuständen in einem relativ kleinen Energieintervall statt. Die oben genannte Rechteckform der Fermi-Funktion ist also noch einigermaßen gut erfüllt.

Der nahezu gleiche Gedankengang wie bei der spezifischen Wärme der Elektronen muss auch beim Paramagnetismus der Elektronen in Metallen angewendet werden. Als erster hat W. Pauli auf diesen Punkt hingewiesen und damit den Wert der sogenannten paramagnetischen Suszeptibilität in Metallen und seine Unabhängigkeit von der Temperatur erklärt. In einem späteren Kapitel werden wir hierauf zurückkommen.

Wir erinnern uns jetzt aber wieder daran, dass die Zustände der Elektronen in Kristallen ebene Wellen darstellen, so wie es F. Bloch und R. E. Peierls in ihrer quantenmechanischen Theorie zum ersten Mal formuliert haben. Die ebenen Wellen sind durch ihre Wellenlänge und ihre Ausbreitungsrichtung gekennzeichnet. Beide Aussagen werden in dem sogenannten Wellenvektor zusammengefasst. Seine Richtung gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle an, während sein Betrag k , die sogenannte Wellenzahl, bis auf den Faktor 2π gleich dem Inversen der Wellenlänge λ ist: $k = 2\pi/\lambda$. Allein durch die Energie ist der Zustand der Elektronen im Kristall noch nicht eindeutig bestimmt. Bei gleicher Energie können die zugehörigen Wellenvektoren der Materiewellen noch alle möglichen Richtungen im Kristall einnehmen und auf diese Weise unterschiedliche Zustände im Hinblick auf das Pauli-Prinzip definieren. Die Fermi-Verteilung der Elektronen muss also für alle Richtungen der Wellenvektoren getrennt erfolgen. Mit steigender Energie der Elektronen wächst auch die Größe ihres Wellenvektors. Der Fermi-Energie entspricht daher auch ein Maximalwert des Wellenvektors, der sogenannte Fermi-Wellenvektor \mathbf{k}_F , bis zu dem alle Zustände mit Elektronen besetzt sind. Die quantenmechanischen Elektronenzustände im Kristall erfordern somit, dass wir unsere Diskussion auf einen dreidimensionalen Raum der Wellenvektoren, den sogenannten \mathbf{k} -Raum, ausdehnen. Da der Wellenvektor proportional zum Teilchenimpuls ist, spricht man auch vom sogenannten Impulsraum. Für alle Richtungen im Impulsraum sind alle Zustände bis zum Maximalwert \mathbf{k}_F des Wellenvektors besetzt und oberhalb von \mathbf{k}_F unbesetzt. Die Werte und Richtungen der Fermi-Wellenvektoren \mathbf{k}_F stellen im Impulsraum eine Fläche dar, die sogenannte Fermi-Oberfläche. Sie ist eines der wichtigsten Konzepte für die Diskussion der elektronischen Kristalleigenschaften.

Im einfachsten Fall, wenn der Einfluss des Kristallgitters auf die Materiewellen der Elektronen vernachlässigt werden kann, hat die Fermi-Oberfläche die Gestalt einer Kugeloberfläche. Diesen Fall findet man bei den einwertigen Metallen, wie beispielsweise bei den Alkali-Metallen. Wie wir aber schon im letzten Kapitel diskutiert haben, wirkt sich das Kristallgitter umso stärker aus, je mehr die Elektronenenergie in die Nähe der Werte kommt, die die

Bragg'sche Interferenzbedingung erfüllen. Falls die Fermi-Energie in die Nähe dieser Bedingung rückt, weicht die Fermi-Oberfläche erheblich von der Gestalt einer Kugeloberfläche im Impulsraum ab und zeigt eine charakteristische Anisotropie. Diesen Fall finden wir insbesondere bei den mehrwertigen Metallen, wie beispielsweise Aluminium.

Den ersten experimentellen Hinweis auf eine deutliche Anisotropie der Fermi-Oberfläche erhielt der Engländer A. B. Pippard anhand von Messungen des Oberflächenwiderstands von Kupfer für Mikrowellen. Im zweiten Weltkrieg hatte Pippard in England an der Entwicklung der Radar Technik mitgearbeitet, die dann den entscheidenden Ausschlag für den Ausgang der Luftschlacht um England gegeben hat. Die gewonnenen Erfahrungen mit der neuen Mikrowellentechnik hatten den Anlass für das Forschungsthema für den jungen Pippard gegeben. Seine entscheidenden Messungen machte er während des akademischen Jahres 1955/56 als Gast am Institute for the Study of Metals in Chicago, da man dort am besten hochpolierte Oberflächen an Einkristallen von Kupfer präparieren konnte. Dieser erste experimentelle Nachweis der Anisotropie der Fermi-Oberfläche in einem Metall durch Pippard hat sofort in vielen Laboratorien zu einem großen Ansturm auf das Thema der Fermi-Oberfläche geführt, der noch viele Jahre anhielt. In diesem Zusammenhang bekamen auch Experimente in hohen Magnetfeldern rasch große Bedeutung. Dies werden wir in einem späteren Kapitel besprechen.

Einen außerordentlich fruchtbaren Anstoß zur Verwendung des geometrischen Konzepts der Fermi-Oberfläche im Impulsraum hatte der Norweger Lars Onsager Anfang der fünfziger Jahre während eines Besuchs im englischen Cambridge gegeben. Erst dadurch wurde man allmählich in die Lage versetzt, die zahlreichen Messergebnisse an Metallen richtig zu interpretieren. Als Hauptergebnis hatte sich nun herausgestellt, dass für eine große Anzahl von Eigenschaften der Metalle nur ein kleiner Bruchteil der Elektronen aus der nahen Umgebung der Fermi-Oberfläche verantwortlich ist. In eindrucksvoller Weise wird uns hier wieder die Schlüsselrolle von zweidimensionalen Grenzflächen, wenn auch diesmal im Impulsraum, vorgeführt, ähnlich wie auch alles Leben in der Biologie an der Erdoberfläche stattfindet.

In seiner Dissertation hatte Bloch auch eine Theorie für den elektrischen Widerstand von Metallen entwickelt. In den Mittelpunkt stellte er hierbei die Stoßprozesse der Elektronen mit den Schwingungsquanten des Kristallgitters. Dabei hat er berücksichtigt, dass die Elektronen bei einem derartigen Stoßprozess Energie mit dem Kristallgitter in Form einzelner Phononen austauschen können. Das endgültige Ergebnis war dann das berühmte Bloch-Grüneisen-Gesetz für die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands in Metallen. In diesem Gesetz spielt die sogenannte Debye-Temperatur T_D eine Rolle. Bei der Temperatur T_D ist die thermische Energie $k_B T_D$ gerade gleich der Debye-Energie $h\nu_D$, die wir als den Maximalwert im Spektrum der Phononen schon kennen gelernt haben: $k_B T_D = h\nu_D$. Für Temperaturen, die viel niedriger als die Debye-Temperatur T_D sind, besagt das Bloch-Grüneisen-Gesetz, dass der elektrische Widerstand mit der Temperatur proportional zu T^5 ansteigt. Andererseits wächst bei Temperaturen oberhalb von T_D der Widerstand nur noch linear mit steigender Temperatur. Experimentell wurde das Bloch-Grüneisen-Gesetz gut bestätigt.

Im Bloch-Grüneisen-Gesetz für die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands sind nur die Stöße der Elektronen mit den Schwingungsquanten des Kristallgitters berücksichtigt. Vor allem durch die Abnahme der Anzahl der Phononen mit sinkender Temperatur kommt der in diesem Gesetz ausgedrückte Temperaturverlauf des Widerstands zustande. Im Kristall erleiden die Elektronen jedoch auch noch andere Stoßprozesse, die die elektrische Leitfähigkeit begrenzen. Eine Hauptrolle spielen in diesem Zusammenhang strukturelle Git-

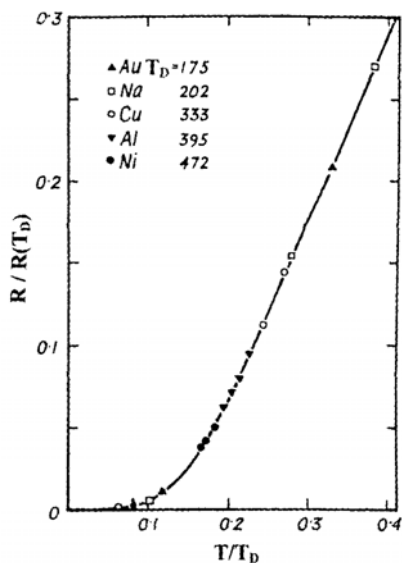


Abbildung 5.3: Bloch-Grüneisen-Gesetz für die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands für verschiedene Metalle, deren Debye Temperatur T_D in Kelvin angegeben ist. Die Temperatur ist auf die Debye-Temperatur T_D und der elektrische Widerstand auf seinen Wert $R(T_D)$ bei der Debye-Temperatur bezogen. Für die verschiedenen Metalle ergibt sich eine universelle Kurve (W. Meissner).

terfehler oder chemische Verunreinigungen, durch die der perfekte, streng periodische Gitteraufbau des Kristalls gestört wird. Legierungen sind auch ein wichtiges Beispiel. Diese Störungen im Kristallgitter tragen ebenfalls zum elektrischen Widerstand bei. Im allgemeinen können die Beiträge von beiden Mechanismen, nämlich von den Stößen der Elektronen mit den Phononen und mit den Störstellen im Kristallgitter, einfach addiert werden. Diese Eigenschaft der Additivität von verschiedenen Widerstandsmechanismen wird auch als sogenannte Mathiessen'sche Regel bezeichnet. Da der Beitrag der Phononen mit sinkender Temperatur deutlich kleiner wird, bleibt bei genügend tiefen Temperaturen der Beitrag der Störstellen als sogenannter Restwiderstand allein übrig. Aus der Größe dieses Restwiderstands lassen sich leicht Rückschlüsse über den Reinheitsgrad des Metalls gewinnen. Bei sehr reinen Metallen ist dieser Restwiderstand einige hundert bis einige tausendmal kleiner als der Widerstand bei Zimmertemperatur, für den die Phononen den größten Beitrag liefern.

Bei der Behandlung der elektrischen Leitfähigkeit und der Wärmeleitfähigkeit in Metallen müssen wir lediglich jeweils nur eine einzige Einwirkung von außen betrachten. Im ersten Fall haben wir es mit einem elektrischen Potentialgefälle durch ein elektrisches Feld und im zweiten Fall mit einem Temperaturgefälle zu tun. Darüber hinaus kommt es aber auch vor, dass die beiden genannten äußeren Einflüsse gleichzeitig wirken. In diesem Fall werden die sogenannten thermoelektrischen Phänomene verursacht, die wir jetzt kurz diskutieren wollen. Wir beginnen mit dem Peltier-Effekt. Er kommt dadurch zustande, dass durch einen fließenden elektrischen Strom auch immer Wärmeenergie der Ladungsträger transportiert wird. Werden

zwei verschiedene elektrische Leitermaterialien hintereinander geschaltet, kann es an der Verbindungsstelle zu einem Stau des Wärmestroms kommen, wenn der vom gleichen elektrischen Strom in beiden Materialien getragene Wärmestrom unterschiedlich ist. So kann an der Verbindungsstelle, abhängig von der Stromrichtung, eine Erwärmung oder Abkühlung auftreten. Dieser Effekt ist nach dem Franzosen J. Ch. A. Peltier benannt, der ihn 1834 entdeckt hat. Bei Metallen ist der Peltier-Effekt allerdings relativ klein und deshalb für die Kältetechnik nicht sonderlich interessant. Hauptgrund ist hierfür wieder die stark einschränkende Wirkung der Quantenstatistik, die dazu führt, dass nur der kleine Bruchteil $k_B T / \varepsilon_F$ aller Elektronen am Geschehen beteiligt sein kann, so wie wir es bei der spezifischen Wärme schon gesehen haben.

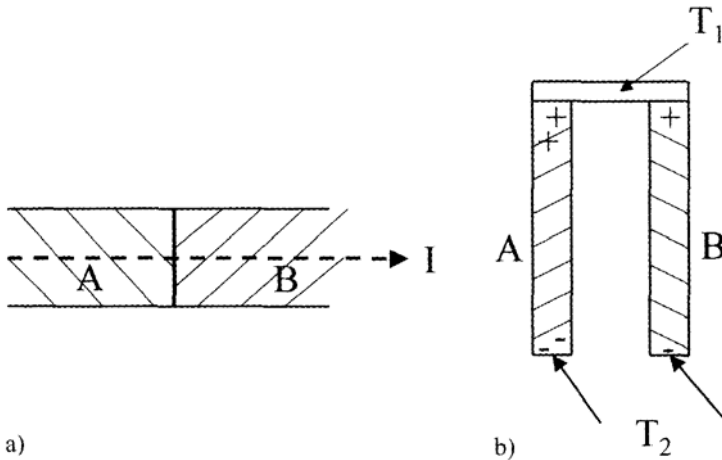


Abbildung 5.4: Peltier-Effekt (a): Fließt der elektrische Strom I durch die Kontaktzone zwischen zwei verschiedenen Metallen A und B, in denen der vom gleichen elektrischen Strom mitgeführte Wärmestrom unterschiedlich ist, dann tritt an der Kontaktzone, abhängig von der Stromrichtung, eine Erwärmung oder eine Abkühlung ein. Seebeck-Effekt (b): Im Temperaturgefälle zwischen der höheren Temperatur T_1 (oben) und der tieferen Temperatur T_2 (unten) in einem elektrischen Leiter werden die beweglichen Elektronen durch Thermodiffusion zum heißen oder zum kalten Leiterende transportiert. An beiden Leiterenden sammeln sich deshalb elektrische Ladungen mit entgegengesetztem Vorzeichen an. Die Richtung der Thermodiffusion wird von Einzelheiten bei der Fermi-Oberfläche und bei den Stoßprozessen der Elektronen bestimmt. Das Bild zeigt zwei verschiedene Metalle A und B, die auf der Seite mit der höheren Temperatur zusammengelötet sind. Der Unterschied in der Thermodiffusion zwischen den beiden Metallen führt zu einer elektrischen Spannung zwischen den beiden unteren Metallenden, der sogenannten Thermospannung.

Als zweites thermoelektrisches Phänomen ist der Seebeck-Effekt zu nennen. Er wurde 1821 zum ersten Mal von dem Deutschen Th. J. Seebeck beobachtet. Es handelt sich hierbei um einen Fall der sogenannten Thermodiffusion von Teilchen in einem Temperaturgefälle. Wir alle kennen dieses Phänomen: die Ablagerung der relativ schweren Staubteilchen aus der Luft auf einer hellen Tapete an der kalten Zimmerwand genau hinter dem davor liegenden

Heizungsrohr kommt durch Thermodiffusion zustande. Das gleiche Phänomen ist auch die Grundlage des Clusius'schen Trennrohrs zur Isotopentrennung. Der deutsche Physikochemiker K. P. A. Clusius hatte das Trennrohrverfahren 1938 erfunden. Eine besonders prominente Rolle spielte dieses Trennrohrprinzip im amerikanischen Manhattan-Projekt während des zweiten Weltkriegs zur Anreicherung des Uranisotops ^{235}U . In Oak Ridge im Bundesstaat Tennessee wurde damals eine riesige Anlage aufgebaut, die aus 2142 Trennsäulen von jeweils 16 m Höhe bestand. Entlang der Mitte jeder Säule verlief ein dünnes Nickelrohr, das geheizt wurde und von einem größeren Kupferrohr umgeben war. Das Uran wurde gasförmig als UF_6 in die Anlage eingespeist.

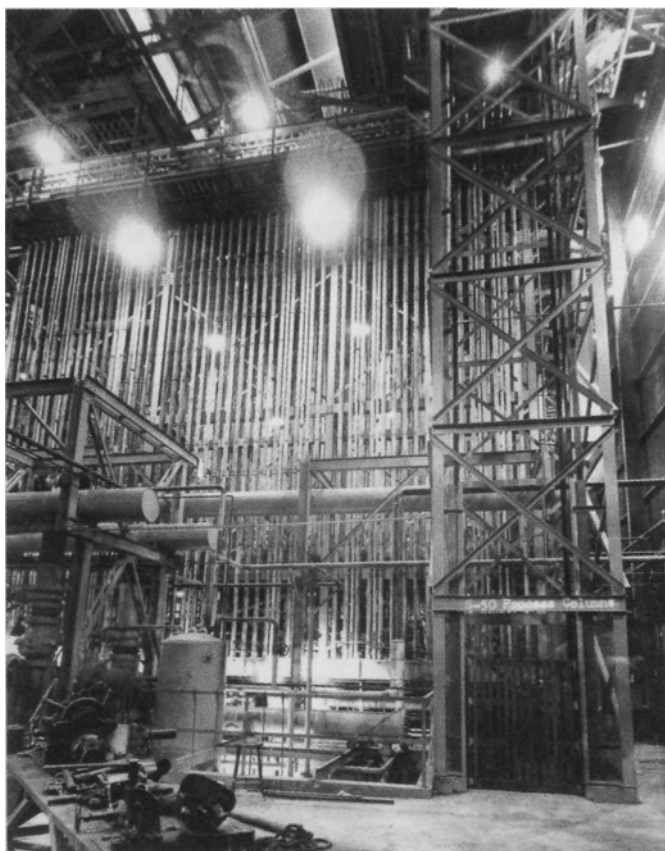


Abbildung 5.5: Thermodiffusion: Ein kleiner Teil der Anlage mit den Trennsäulen für die Anreicherung des Uranisotops ^{235}U nach dem Prinzip von Clusius in Oak Ridge im amerikanischen Bundesstaat Tennessee (Foto: AEC Photo von Ed Westcott).

Die Thermodiffusion der Ladungsträger im Temperaturgefälle eines Metalls bewirkt, dass sich am kalten und am warmen Ende jeweils Ladungen mit umgekehrtem Vorzeichen ansammeln. So kommt eine elektrische Spannung zwischen beiden Enden zustande, die sogenannte Thermospannung. Sie wird stets zwischen zwei Materialien relativ zueinander gemessen. Die

Thermospannung ist zur Temperaturdifferenz zwischen beiden Enden der elektrischen Leiter proportional und eignet sich daher vorzüglich zur Temperaturmessung, wenn die Temperatur an einem Ende genau bekannt ist. In der Form von sogenannten Thermoelementen aus zwei verschiedenen elektrischen Leitern wird der Seebeck-Effekt daher häufig zur Thermometrie eingesetzt.

Die beiden thermoelektrischen Phänomene, Peltier-Effekt und Seebeck-Effekt, stehen in einer engen Beziehung zueinander. Innerhalb des berühmten Reziprozitätsschemas von L. Onsager für Transportkoeffizienten besteht eine direkte Kopplung zwischen beiden Effekten.

Die hier in kurzer Form zusammengefasste rasche Entwicklung der Theorie der Metalle schlägt sich auch in den viel ausführlicheren Darstellungen nieder, die schon sehr früh vorliegen. Zu nennen sind hier besonders das Buch „The Theory of the Properties of Metals and Alloys“ von N. F. Mott und H. Jones sowie das Buch „The Theory of Metals“ von A. H. Wilson, die beide schon aus dem Jahr 1936 stammen. Ein besonders beeindruckender Meilenstein ist ein großer Übersichtsartikel „Elektronentheorie der Metalle“ von A. Sommerfeld und H. Bethe für das Handbuch der Physik aus dem Jahr 1933. Der weitaus überwiegende Teil dieses auch heute noch wertvollen Handbuchbeitrags war das Werk des damals gerade 27-jährigen Bethe. Bereits 1931 hatte der Franzose L. Brillouin in seinem Buch „Die Quantenstatistik und ihre Anwendung auf die Elektronentheorie der Metalle“ den damals aktuellen Stand zusammengefasst.

Die beherrschende Leitlinie in diesem Kapitel über die Eigenschaften der Metalle ist die starke Einschränkung, die die Elektronen als Fermionen durch die Quantenstatistik erfahren. Es kann aber passieren, dass sich die Elektronen zu Paaren zusammen tun, um als Paar dann nicht mehr den halbzahligen Drehimpuls eines Fermions, sondern beispielsweise den gesamten Eigendrehimpuls null zu besitzen. Der Gesamtspin null ergibt sich, wenn die Spins beider Partner entgegengesetzt zueinander orientiert sind. In diesem Fall ist das Pauli-Prinzip außer Kraft gesetzt, und viele Elektronenpaare können jetzt den gleichen quantenmechanischen Zustand besetzen. In einem späteren Kapitel werden wir besprechen, wie genau dies bei der Erscheinung der Supraleitung der Fall ist.

6 Weniger ist mehr: Halbleiter



Abbildung 6.1: Verarbeitung der Silizium-Wafer mit 30 cm Durchmesser (Foto: Wacker-Chemie GmbH).

Schon Michael Faraday hatte im Jahr 1833 gefunden, dass der elektrische Widerstand von Silbersulfid mit steigender Temperatur abnimmt, während Metalle ein umgekehrtes Verhalten in Abhängigkeit von der Temperatur zeigen. Er beobachtete dann eine ähnliche Temperaturabhängigkeit wie bei Silbersulfid auch in einer Reihe von anderen Substanzen, wobei deren elektrische Leitfähigkeit stets deutlich geringer als bei den gewöhnlichen Metallen war. Etwa 40 Jahre später interessierte sich der Deutsche Ferdinand Braun für die Elektrizitätsleitung in Bleiglanz-Kristallen und anderen Metallsulfiden. Er fand heraus, dass der elektrische Widerstand in diesen Materialien von der Stromrichtung abhing. Dieser bei Metallen niemals beobachtete Effekt war besonders deutlich, wenn der elektrische Strom auf einer Seite mit einer metallischen Nadel in die Substanz rein oder raus geleitet wurde. Braun hatte die Gleichrichterwirkung eines Kontakts entdeckt. Als Detektor zum Empfang von Radiowellen sollte diese Anordnung viele Jahre später eine Zeit lang eine berühmte Rolle spielen. Mit seinen Arbeiten hatte F. Braun das Tor zur Erforschung und Nutzung der sogenannten Halbleiter weit aufgestoßen. Seine wohl wichtigsten Arbeiten, die er ab 1895 als Professor an der Universität Strassburg durchführte und für die er zusammen mit G. Marconi 1909 den Nobelpreis für Physik erhielt, betrafen aber noch etwas anderes. In Strassburg entwickelte Braun die sogenannte Kathodenstrahlröhre, die dann als Braunsche Röhre bekannt wurde. Sie dient unter anderem dazu, hochfrequenten Wechselstrom mit guter Zeitauflösung aufzuzeichnen und ist auch heute noch die Grundlage der meisten Fernsehgeräte. So verwundert es auch kaum, dass unter der Regie von Braun 1899 an der Straßburger Universität die weltweit ersten Vorlesungen über Hochfrequenzphysik stattfanden.

Im vierten Kapitel hatten wir besprochen, wie die elektrischen Leitungseigenschaften von Kristallen durch die erlaubten Energiebänder und die zwischen den Bändern liegenden Energielücken im Energiespektrum der Elektronen bestimmt werden. Ein nur unvollständig gefülltes Leitungsband ist der Grund für die hohe elektrische Leitfähigkeit von Metallen, während ein vollständig gefülltes Band zur elektrischen Leitfähigkeit nichts beitragen kann. Wenn jedoch ein leeres Band energetisch dicht oberhalb eines gefüllten Bandes existiert, gibt es interessante neue Möglichkeiten. Es ist genau dieser Fall, der bei den Halbleitern vorliegt, und mit dem M. Faraday und F. Braun seinerzeit schon zu tun bekamen. Wenn der Energieabstand zwischen dem zunächst leeren Leitungsband und dem energetisch darunter liegenden und vollständig gefüllten sogenannten Valenzband genügend klein ist, können die Elektronen mit ihrer thermischen Energie $k_B T$ die zwischen beiden Bändern befindliche kleine Energielücke überspringen. Auf diese Weise kann das Leitungsband geringfügig mit Elektronen besetzt werden. Im Leitungsband bewirken diese Elektronen dann die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters. Mit steigender Temperatur nimmt die Anzahl der Elektronen, denen der Energiesprung vom Valenzband in das Leitungsband gelingt, stark zu. Somit wächst auch mit steigender Temperatur die elektrische Leitfähigkeit bei Halbleitern stark an. Halbleiter verhalten sich hier genau umgekehrt wie Metalle. Wie wir im letzten Kapitel besprochen haben, nimmt der elektrische Widerstand bei Metallen mit wachsender Temperatur zu, bzw. die elektrische Leitfähigkeit als das Inverse des Widerstands nimmt ab. Die durch Zufuhr der thermischen Energie $k_B T$ bei Halbleitern in das Leitungsband gelangte Konzentration an Elektronen ist aber um viele Größenordnungen kleiner als üblicherweise bei Metallen. Somit ist die elektrische Leitfähigkeit bei Halbleitern auch viel kleiner als bei Metallen.

Durch die thermische Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband wird aber nicht nur das Leitungsband von unten nach oben mit Elektronen bevölkert. Gleichzeitig wird durch das Entfernen der Elektronen das Valenzband von oben nach unten entvöl-

kert. Da am oberen Rand des Valenzbands jetzt Elektronen fehlen, spricht man von Löchern, (die manchmal auch Defektelektronen genannt werden). Durch die Existenz dieser Löcher können auch die Elektronen am oberen Rand des Valenzbands am elektrischen Leitungsmechanismus teilnehmen, da die unbesetzten Zustände auch in diesem Energiebereich eine Änderung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ermöglichen. Es ist jetzt zweckmäßig, die Bewegung der Ladungsträger am oberen Rand des Valenzbands durch eine Dynamik der Löcher zu beschreiben. Ein Loch im Energieband der negativ geladenen Elektronen entspricht genau einem Teilchen mit umgekehrter, also positiver Ladung. Die Bewegung eines negativ geladenen Elektrons beispielsweise von links nach rechts ist völlig äquivalent der Bewegung eines positiv geladenen Lochs von rechts nach links. Der nützliche und tiefgehende Begriff des Lochs ist für die Physik der Kristalle zum ersten Mal von W. Heisenberg benutzt worden. In einer Arbeit aus dem Jahr 1931 zum Ausschließungsprinzip von Pauli diskutiert Heisenberg zunächst die Verwendung der Wellengleichung der Löcher im Zusammenhang mit den abgeschlossenen Elektronenschalen eines Atoms:

„Wenn N die Anzahl der Elektronen in der abgeschlossenen Schale bedeutet, so soll ... gezeigt werden, dass man eine Schrödingergleichung für n Elektronen auch ersetzen kann durch eine ganz ähnlich gebaute, äquivalente Schrödingergleichung für $N - n$ Löcher“.

Anschließend bespricht Heisenberg die Verwendung der Wellengleichung der Löcher zur Erklärung des sogenannten anomalen Hall-Effekts in Kristallen. Auf den Hall-Effekt werden wir im nächsten Kapitel noch zurückkommen. Aus ihm kann man das Vorzeichen der beim elektrischen Stromfluss bewegten Ladungsträger ableiten. Obwohl es die negativ geladenen Elektronen sind, die den elektrischen Stromfluss in einem Leiter bewirken, hatte der Hall-Effekt immer wieder ein positives Vorzeichen der bewegten Ladungsträger ergeben. Daher wurde auch vom anomalen Hall-Effekt gesprochen. R. E. Peierls hatte 1929 in Leipzig zum ersten Mal die richtige Deutung des anomalen Hall-Effekts auf der Basis der Besetzung der Bänder im Energiespektrum der Elektronen vorgeschlagen.

Durch die thermisch aktivierte Bevölkerung des Leitungsbands mit Elektronen und die damit gekoppelte Bildung von Löchern am oberen Rand des Valenzbands kommt die sogenannte Eigenleitung von Halbleitern zustande. Man spricht in diesem Fall auch von intrinsischen Halbleitern. Ihre Erforschung ist seit den 30er Jahren stetig gewachsen, wobei die technischen Anwendungsmöglichkeiten eine starke Antriebskraft waren. Das Interesse konzentrierte sich zunächst besonders auf die Materialien Kupferoxydul und Selen. Wie wir im ersten Kapitel schon erwähnt haben, rückten nach dem zweiten Weltkrieg Germanium und Silizium Kristalle, besonders auch durch die Arbeiten an den amerikanischen Bell Laboratorien, in den Vordergrund. Der kristalline Aufbau dieser beiden nur aus jeweils einem einzigen Element bestehenden Stoffe ist der gleiche wie bei Diamant und wesentlich einfacher als bei Kupferoxydul und Selen. Germanium war als neues chemisches Element von dem deutschen Chemiker Clemens Winkler an der Bergakademie im sächsischen Freiberg im Jahr 1886 entdeckt worden. Germanium und Silizium stehen in der IV. Gruppe des Periodensystems mit Kohlenstoff an der Spitze und Silizium darunter. Diese beiden zuletzt genannten Stoffe gehören zu den Elementen, die auf der Erde am häufigsten vorkommen. Direkt unterhalb Silizium befindet sich im periodischen System Germanium, das deutlich seltener vorkommt und bis zu seiner Entdeckung nur als noch nicht besetzte Lücke im Periodensystem aufgetreten war.

Bei Zimmertemperatur ist in Germanium die Konzentration der thermisch angeregten Ladungsträger im Leitungs- und im Valenzband etwa eine Milliarde mal kleiner als in einem guten elektrischen Leiter wie beispielsweise Kupfer. Bei Germanium werden aber schon nicht weit oberhalb Zimmertemperatur so viele Ladungsträger thermisch angeregt, dass seine elektrischen Eigenschaften für viele elektronische Anwendungen zu stark verändert werden. Heiße Sommertemperaturen sind schon nicht mehr zu tolerieren. In Silizium ist die Energielücke zwischen Valenzband und Leitungsband fast doppelt so groß wie in Germanium. Die entsprechende Konzentration der thermisch angeregten Ladungsträger ist deshalb in Silizium noch etwa zehntausendmal kleiner als in Germanium. Bei Sommerhitze ist Silizium deshalb auch deutlich weniger anfällig. Aufgrund dieser Tatsache und besonders auch wegen der spontanen Bildung einer dünnen, stabilen und elektrisch ausgezeichnet isolierenden Schicht von Siliziumoxid an der Oberfläche ist Silizium als Halbleitermaterial für die meisten elektronischen Anwendungen dem Germanium deutlich überlegen und dominiert heute in der Halbleiterindustrie.

Die Erfindung des Transistors durch Bardeen, Brattain und Shockley im Jahr 1947 hatten wir im ersten Kapitel schon erwähnt. Damals wurde ein völlig unbekanntes Neuland betreten, und viele wichtige neue Erfahrungen mussten zum ersten Mal gesammelt werden. So bestand auch keinesfalls von Anfang an Klarheit über die extremen Reinheitsforderungen an die Halbleiter-Materialien. Erst allmählich setzte sich die Erkenntnis durch, dass chemische Verunreinigungen und Korngrenzen in den Kristallen die elektrischen Eigenschaften extrem empfindlich beeinflussen. Es war Gordon Teal in den amerikanischen Bell Laboratorien, der schon früh überzeugt war, dass nur große Anstrengungen bei der Herstellung und Reinigung von Einkristallen zum Erfolg führen. Aber zunächst wollte keiner auf ihn hören. So konnte er nur als Außenseiter und unter Schwierigkeiten seine Ideen zur Züchtung von ultrareinen Einkristallen vorantreiben. Heute wird die Herstellung von großen, ultrareinen Einkristallen aus Silizium als Rohstoff für die Halbleiter-Industrie weltweit mit hohem technischen Aufwand betrieben. G. Teal wurde damals schon bald von den Bell Laboratorien abgeworben, um ab Januar 1953 bei der amerikanischen Firma Texas Instruments seine Ideen umzusetzen. Texas Instruments hat sich dann zu dem größten Halbleiter Hersteller der Welt entwickelt.

Neben den jeweils nur aus einem einzigen Element bestehenden Halbleitern wie Germanium und Silizium aus der IV. Gruppe des Periodensystems gibt es noch Substanzen, die aus mehreren Elementen zusammengesetzt sind und für die technischen Anwendungen besonders interessante Halbleitereigenschaften haben. Die Pionierarbeiten zu diesen sogenannten Verbindungshalbleitern stammen aus den frühen 50er Jahren von dem Deutschen Heinrich Welker. Er arbeitete damals am Siemens Forschungslaboratorium in Erlangen, dessen Direktor er später wurde. Welker war vorher Assistent von A. Sommerfeld an der Universität in München gewesen, wo er sich unter anderem auch mit der Theorie der Supraleitung beschäftigt hatte. In Erlangen wollte er damals die Halbleiterphysik des Germaniums besser verstehen und stieß dabei auf die folgende Fragestellung. Das Germaniumatom hat vier Elektronen in seiner äußeren Hülle. Sollte eine Verbindung aus einem Atom mit fünf Elektronen aus der V. Gruppe des Periodensystems und einem Atom mit drei Elektronen aus der III. Gruppe nicht ähnliche Halbleitereigenschaften wie Germanium besitzen, da sich im Mittel wieder vier Elektronen pro Atom wie beim Germaniumatom ergeben? Links vom Germanium steht Gallium im periodischen System und rechts das Arsen. Die Experimente zeigten, dass die Verbindung Galliumarsenid (GaAs) tatsächlich ein Halbleiter ist. Ein ähnlicher sogenannter III-V Halbleiter ist

Indiumantimonid (InSb). Die III-V Halbleiter zeigten interessante elektronische Eigenschaften. Die Beweglichkeit der Elektronen und Löcher war viel größer als in Germanium und Silizium, sodass Anwendungen möglich wurden, bei denen es noch mehr auf Schnelligkeit der Ladungsträger ankam. Eine weitere Eigenschaft der III-V Halbleiter ist die relativ breite Energielücke zwischen Valenzband und Leitungsband. Dies ist für Anwendungen in der sogenannten Optoelektronik interessant. Hierauf wollen wir unten noch einmal zurückkommen. Das Prinzip der Verbindungshalbleiter ist auch auf Verbindungen aus Elementen der II. und VI. Gruppe des Periodensystems ausgedehnt worden, die als sogenannte II-VI Halbleiter bezeichnet werden.

Unsere Diskussion hat sich bisher auf die Halbleiter beschränkt, die nur aus einem einzigen Element bestehen, oder die eine Verbindung aus zwei Elementen darstellen. Weitere Zusatzstoffe sollte es nicht geben. Damit hatten wir es bisher mit dem Fall der Eigenleitung oder der intrinsischen Halbleiter zu tun. Viel wichtiger sind jedoch die mit Fremdatomen dotierten Halbleiter, die wir jetzt betrachten wollen. Schon frühzeitig hatte man bemerkt, wie die elektrischen Eigenschaften der gleichen halbleitenden Materialien oft in weiten Grenzen schwanken, sodass keine genaue Reproduzierbarkeit erreicht werden kann. Es ist die gegenüber Metallen extrem niedrige Konzentration an beweglichen Ladungsträgern in den intrinsischen Halbleitern, die die letzteren in ihren elektrischen Eigenschaften so empfindlich gegenüber chemischen Verunreinigungen oder sogenannten Störstellen im Kristallgitter macht. Wie wir schon diskutiert haben, besitzen Silizium und Germanium als Elemente der IV. Gruppe des Periodensystems vier Elektronen in ihrer äußeren Atomhülle. Wenn man jedoch Atome aus der V. Gruppe des periodischen Systems mit fünf Elektronen in der äußeren Hülle, wie beispielsweise Phosphor oder Arsen, in das Silizium- oder Germaniumgitter einbaut, ist das fünfte Elektron überschüssig. Von dem Phosphor- oder Arsenatom kann dieses Überschusselektron leicht durch thermische Anregung in das Leitungsband von Silizium oder Germanium gelangen. Das Phosphor- oder Arsenatom befindet sich dann als einfach positiv ionisiertes Atom im Wirtsgitter des Siliziums oder Germaniums. Wegen der Abgabe ihres überschüssigen Elektrons an das Leitungsband des Wirtsgitters bezeichnet man diese eingebauten Atome der V. Gruppe als sogenannte Donatoren. Der Einbau dieser Donatoren ermöglicht es, die Konzentration der Ladungsträger im Leitungsband gegenüber der in Eigenhalbleitern wie Silizium und Germanium um viele Größenordnungen kontrolliert zu verändern.

Der den Donatoren zugrunde liegende Gedanke lässt sich noch weiter fortsetzen. Wir betrachten daher den Einbau von Atomen aus der III. Gruppe des periodischen Systems mit nur drei Elektronen in der äußeren Hülle, wie beispielsweise Aluminium oder Gallium, in das Wirtsgitter von Silizium oder Germanium. Jetzt besitzt das eingebaute Atom ein Elektron weniger als die Atome des Wirtsgitters. Das fehlende vierte Elektron kann sich das eingebaute Atom jetzt durch thermische Anregung aus dem Valenzband des Siliziums oder Germaniums holen. Am oberen Rand des Valenzbands entsteht dabei gleichzeitig ein Loch. Das Aluminium- oder Galliumatom befindet sich schließlich als einfach negativ ionisiertes Atom im Wirtsgitter des Siliziums oder Germaniums. Wegen dieser Akzeptanz ihres fehlenden vierten Elektrons aus dem Valenzband des Wirtsgitters bezeichnet man diese eingebauten Atome der III. Gruppe als sogenannte Akzeptoren. Wie wir oben erläutert haben, nehmen auch die Löcher am oberen Rand des Valenzbands ebenso wie die Elektronen im Leitungsband am elektrischen Leitungsmechanismus teil. Der Einbau der Akzeptoren ermöglicht es wiederum,

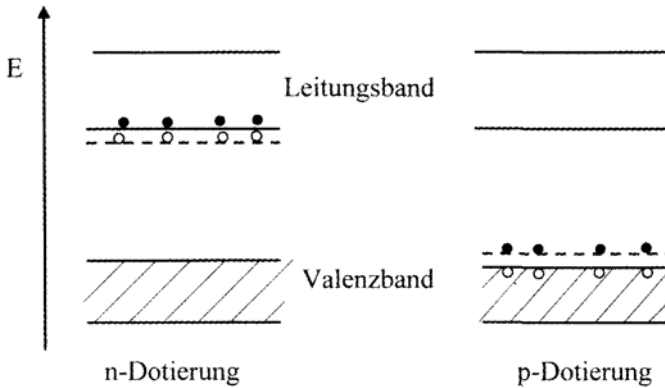


Abbildung 6.2: Dotierte Halbleiter. Das Leitungsband ist vom Valenzband durch eine relativ große Energielücke getrennt. Bei n-Dotierung werden Elektronen von den Donatoren zum unteren Rand des Leitungsbands thermisch angeregt. Bei p-Dotierung erfolgt die thermische Anregung von Elektronen vom oberen Rand des Valenzbands auf die Energieniveaus der Akzeptoren, sodass Löcher im Valenzband zurückbleiben.

die Konzentration der in der Form von Löchern beweglichen Ladungsträger im Valenzband gegenüber der von Eigenhalbleitern um viele Größenordnungen kontrolliert zu verändern.

Diese heutigen Vorstellungen über Donatoren und Akzeptoren wurden bereits Anfang der 30er Jahre entwickelt, wobei die im vierten Kapitel genannten R. E. Peierls und A. H. Wilson wichtige Beiträge geleistet haben. Zur Klärung hat damals auch der deutsche theoretische Physiker Walter Schottky wesentlich beigetragen. Es ist die Möglichkeit, die Konzentration an beweglichen Ladungsträgern über viele Größenordnungen durch Dotieren zu verändern, die die Halbleiter für die elektronischen Anwendungen so interessant macht. Im Gegensatz zu den Eigenhalbleitern werden die dotierten Halbleiter als extrinsische oder Störstellen Halbleiter bezeichnet. Die durch Donatoren mit (negativen) Elektronen dotierten Halbleiter werden n-dotiert (n von negativ), und die durch Akzeptoren mit (positiven) Löchern dotierten Halbleiter werden p-dotiert (p von positiv) genannt.

Die Besetzung des Leitungsbands am unteren Rand mit Elektronen und des Valenzbands am oberen Rand mit Löchern kann nicht nur durch thermische Anregung der Elektronen bewirkt werden. Unter Lichteinstrahlung ist dies auch durch die Absorption von Lichtquanten möglich. Die elektrische Leitfähigkeit kann durch die Einwirkung des Lichts wesentlich erhöht werden, eine Erscheinung, die man als Photoleitung bezeichnet. Sie wird in Licht-Messgeräten als sogenannte Photozelle technisch genutzt. Die optische Anregung ist besonders bei den intrinsischen Halbleitern interessant. Wird ein Elektron durch Absorption eines Lichtquants energetisch aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben, dann wird ein Elektron-Loch Paar erzeugt. Die beiden Teilchen besitzen entgegengesetzte elektrische Ladung und können, ähnlich wie beim Elektron und Proton des Wasserstoffatoms, einen Bindungszustand annehmen. Dabei bewegen sie sich um den gemeinsamen Schwerpunkt. Das aneinander gebundene Elektron-Loch Paar wird als Exziton bezeichnet. Es kann sich durch den Kristall bewegen und transportiert dabei Anregungsenergie. Da das Exziton insgesamt

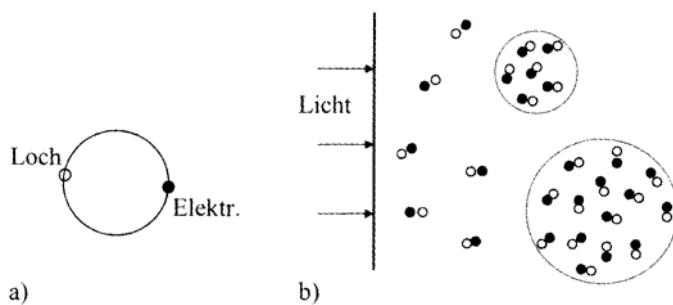


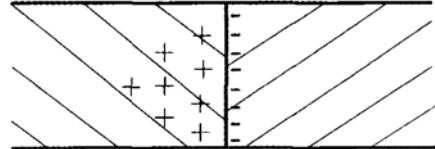
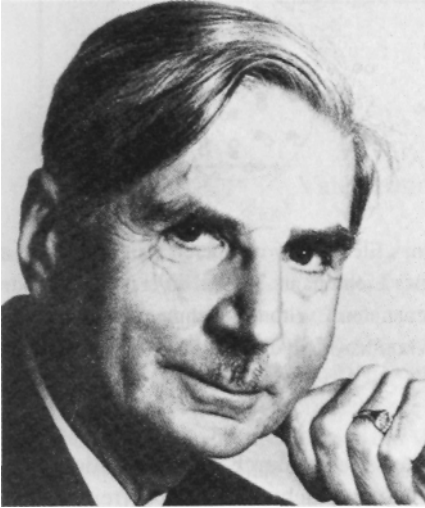
Abbildung 6.3: Energetische Anregung eines Elektrons vom oberen Rand des Valenzbands in das Leitungsband durch die Absorption eines Lichtquants, (a) Ein so erzeugtes Elektron-Loch Paar kann den Bindungszustand eines sogenannten Exzitons annehmen, (b) Bei tiefen Temperaturen und genügend hoher Konzentration kondensieren die Exzitonen im Halbleiterkristall zu Tropfen der Elektron-Loch Flüssigkeit.

elektrisch neutral ist, transportiert es aber keine Ladung. Durch Rekombination können sich die beiden Teilchen des Exzitons wieder gegenseitig vernichten. Die dabei frei werdende Energie wird meistens in Form eines emittierten Lichtquants abgegeben.

Die durch Lichteinstrahlung verursachte Bildung von Exzitonen wird durch Abkühlung des Kristalls auf tiefe Temperaturen begünstigt. Die Exzitonen verhalten sich im Kristall wie ein Gas, das bei genügend tiefer Temperatur und genügend hoher Dichte sogar kondensiert und eine Flüssigkeit bildet. Die aus dem Exzitonengas kondensierten sogenannten Elektron-Loch Tröpfchen bzw. die Elektron-Loch Flüssigkeit wurden besonders in Germanium bei tiefen Temperaturen durch ihre Leuchtspur von emittiertem Licht in eindrucksvollen Experimenten nachgewiesen.

Es ist die um viele Größenordnungen kleinere Konzentration an beweglichen Ladungsträgern in Halbleitern gegenüber Metallen, die zu neuartigen Erscheinungen und der schon von F. Braun beobachteten Richtungsabhängigkeit des elektrischen Stromflusses führt. An der Verbindungsstelle eines Metalldrahts mit dem Halbleiter Kristall tritt eine Verarmung an beweglichen Elektronen bzw. Löchern auf, und es bildet sich im Halbleiter eine elektrisch isolierende Randschicht. Nur wenn bei einem n-dotierten Halbleiter die freien Elektronen oder bei einem p-dotierten Halbleiter die freien Löcher aus dem Halbleiter in die Verarmungszone fließen und sie dabei quasi zuschütten, kann der elektrische Strom durch diesen sogenannten Metall-Halbleiter Kontakt fließen. In der Gegenrichtung des Stroms bleibt die elektrisch isolierende Randschicht erhalten, und der Strom ist gesperrt. Auf diese Weise kommt der Gleichrichter-Effekt beim Metall-Halbleiter Kontakt zustande. Die zugrunde liegenden theoretischen Modellvorstellungen zum Metall-Halbleiter-Kontakt hat W. Schottky, ein Mitarbeiter von Siemens, entwickelt. Man spricht daher auch von der Schottky-Diode und von der Schottky-Randschicht. Schottkys erste Arbeit zu diesem Thema stammt bereits aus dem Jahr 1923. Seine komplette Theorie der Sperrschicht und des Spitzengleichrichters hat er in den Jahren 1939–1942 publiziert, zum Teil gemeinsam mit dem weiteren Siemens Mitarbeiter E. Spenke. Wegen der geschilderten Gleichrichtereigenschaften des Metall-Halbleiter Kontakts sind für die elektrische Stromzufuhr bei Halbleiterschaltungen besondere Maßnahmen

notwendig. Hier haben sich die sogenannten Ohm'schen Kontakte aus überdotierten Halbleiterbereichen, den sogenannten n+ bzw. p+ Bereichen, gut bewährt.



n-dotierter
Halbleiter

Metall

Abbildung 6.4: W. Schottky (links, Foto: Deutsches Museum, München).

Metall-Halbleiter Kontakt, auch Schottky-Kontakt genannt (rechts). An der Kontaktstelle zwischen einem n-dotierten Halbleiter und einem Metall bildet sich im Halbleiter eine Verarmungszone an beweglichen Elektronen, in der positiv ionisierte Donatoren zurück bleiben. An der gegenüber liegenden Metalloberfläche sammeln sich negative Ladungen an. Im Fall des p-dotierten Halbleiters bleiben in der Verarmungszone negativ ionisierte Akzeptoren zurück.

Neben dem Metall-Halbleiter Kontakt hat auch die Verbindungsstelle zwischen einem n-dotierten und einem p-dotierten Halbleiter, der sogenannte p-n Übergang, besondere Aufmerksamkeit erhalten. Auf der n-dotierten Seite des Kontakts befinden sich viele Elektronen im Leitungsband, während auf der p-dotierten Seite viele Löcher im Valenzband existieren. Der große Unterschied in der jeweiligen Ladungsträgerkonzentration zwischen beiden Seiten muss aber ausgeglichen werden, da im Gleichgewicht das große Konzentrationsgefälle der Elektronen und der Löcher zur Gegenseite nicht bestehen bleiben kann. Die Elektronen diffundieren deshalb vom n-dotierten in das p-dotierte Gebiet, und die Löcher diffundieren in der umgekehrten Richtung. Dabei bleiben im n-dotierten Gebiet positiv ionisierte Donatoren und im p-dotierten Gebiet negativ ionisierte Akzeptoren als Raumladungen zurück. Auf diese Weise baut sich ein lokales elektrisches Feld auf, das auf die Ladungsträger eine Kraft in der umgekehrten Richtung ausübt, in der die beiden Diffusionsprozesse ablaufen. Durch das lokale elektrische Feld kommen die Diffusionsprozesse so schließlich zum Stillstand. An der Kontaktstelle bleibt jedoch jetzt ein elektrisches Potentialgefälle übrig. In Abhängigkeit von der Richtung des elektrischen Stroms wird das Potentialgefälle am p-n Übergang entweder kleiner oder größer, sodass wieder, ähnlich wie beim Metall-Halbleiter Kontakt, eine Gleichrichterwirkung erzielt wird.

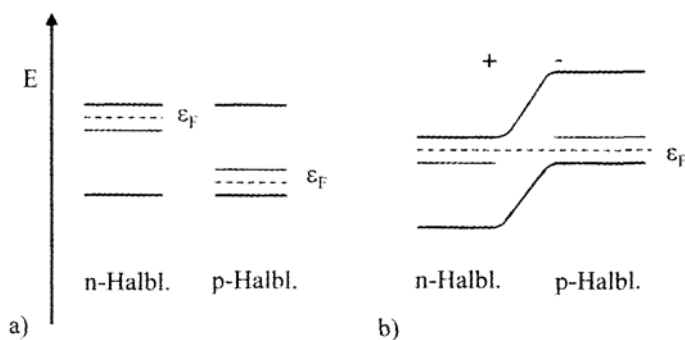


Abbildung 6.5: p-n Übergang, (a) Solange noch keine Verbindung zwischen dem n-dotierten und dem p-dotierten Halbleiter besteht, zeigt das Energiediagramm deutlich verschiedene Werte der Fermi-Energie ϵ_F in beiden Halbleitern, (b) Bei elektrischem Kontakt zwischen dem n-dotierten und dem p-dotierten Halbleiter wird das Konzentrationsgefälle der Elektronen und der Löcher zwischen den beiden Seiten des Kontakts durch Diffusion der beiden Sorten von Ladungsträgern in die jeweilige Gegenseite ausgeglichen. Dabei bilden sich positive bzw. negative Raumladungszonen auf beiden Seiten des Kontakts, sodass ein lokales elektrisches Feld zwischen beiden Seiten aufgebaut wird. Der Diffusionsprozess endet, wenn die Fermi-Energie ϵ_F auf beiden Seiten des Kontakts den gleichen Wert erreicht hat.

Mit p-n Übergängen in Silizium hatte sich schon der Amerikaner Rüssel S. Ohl bei den Bell Radio Laboratorien in Holmdel im Bundesstaat New Jersey in den 40er Jahren beschäftigt. Er interessierte sich für ihre Einsatzmöglichkeiten als Kristalldetektoren für Radio- und Mikrowellen. Dabei entdeckte er zufällig auch ihre interessanten sogenannten photovoltaischen Eigenschaften, auf die wir noch zurückkommen werden. In vielen Firmen der Elektroindustrie begann man damals, die Gleichrichtereigenschaften von p-n Übergängen zu untersuchen. Bald nach dem 2. Weltkrieg eröffnete beispielsweise Siemens zu diesem Zweck ein Labor in dem kleinen Ort Pretzfeld bei Erlangen in Franken. Unter der Leitung von E. Spenke wurden dort zunächst Gleichrichter auf der Basis von Selen erforscht und in einer Pilot Anlage produziert. Der Optimierungsprozess führte schließlich zu einem Kontakt zwischen p-dotiertem Selen und n-dotiertem Cadmiumselenid (CdSe). Für Hochstromanwendungen in der Energietechnik wurden die alten mit Quecksilberdampf betriebenen Gleichrichter durch die Selen-Gleichrichter ersetzt. Außerdem gab es eine Vielzahl von technischen Anwendungen der Selen-Gleichrichter in der sogenannten Schwachstromtechnik auf den Gebieten der Kommunikation und des Radios. Im Jahr 1952 wurden diese auf der Basis von Selen durchgeführten Entwicklungen in Pretzfeld abgebrochen, da Germanium und Silizium in den Vordergrund rückten. Die Gleichrichterentwicklung für die Energietechnik konzentrierte sich anschließend auf Germanium und Silizium.

p-n Übergänge sind auch die Grundlage des sogenannten bipolaren Transistors. Ein Transistor funktioniert wie ein Ventil, durch das der elektrische Stromfluss von außen elektronisch gesteuert werden kann. Er besitzt daher drei Anschlüsse nach außen: Eingang, Steuerung und Ausgang. Ursprünglich hatten Bardeen und Brattain bei ihrer Erfindung eine Anordnung be-

nutzt, die später als sogenannter Spitzentransistor bekannt wurde. Zwei Gold-Kontakte waren im Abstand von nur etwa $50\ \mu\text{m}$ auf einen n-dotierten Germanium Kristall gepresst. Auf der Rückseite des Germanium-Kristalls befand sich ein dritter Metallkontakt, die sogenannte Basis. Der eine Gold-Kontakt war der sogenannte Emitter und diente dazu, Löcher in den Germanium-Kristall zu injizieren. Der andere Gold-Kontakt hat als sogenannter Kollektor die Löcher wieder aufgenommen. Der elektrische Stromfluss zwischen Emitter und Kollektor konnte durch Änderung des elektrischen Potentials am Emitter gegenüber dem an der Basis und am Kollektor moduliert werden. Hierbei hatten die ersten Experimente schon eine Stromverstärkung von etwa vierzig und eine Spannungsverstärkung von etwa einhundert ergeben. Damit war der Weg zum Ersatz der evakuierten Verstärkerröhre aus Glas durch ein Bauelement aus einem Festkörper eröffnet.

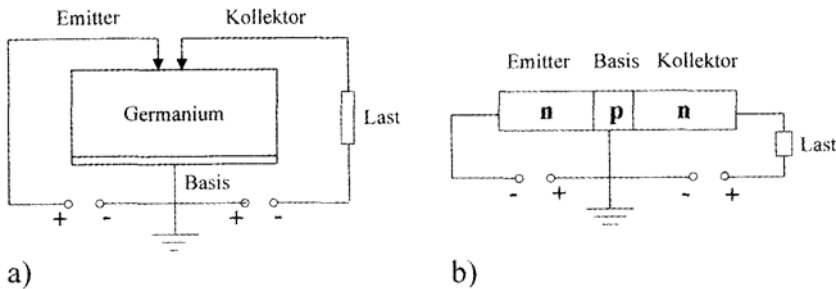


Abbildung 6.6: Transistorprinzip, (a) Spitzentransistor wie ihn Bardeen und Brattain ursprünglich benutzt haben. Zwei Goldspitzen sind im Abstand von etwa nur $50\ \mu\text{m}$ von oben auf einen n-dotierten Germanium-Kristall gepresst. Auf der Gegenseite des Germanium-Kristalls befindet sich eine dritte Metallelektrode, die sogenannte Basis. Die eine Goldspitze injiziert als Emitter Löcher in den Germanium-Kristall, die von dem anderen Goldkontakt als Kollektor wieder aufgenommen werden, (b) Flächentransistor nach Shockley. Ein p-dotierter Halbleiter ist zwischen zwei n-dotierten Halbleitern so angeordnet, dass zwei spiegelsymmetrisch aufeinander folgende p-n Übergänge resultieren. Während der eine n-dotierte Halbleiter als Emitter dient, wirkt der andere n-dotierte Halbleiter als Kollektor. Der p-dotierte zentrale Bereich hat die Funktion der Basis.

Schon bald nach der ersten Demonstration des Transistorprinzips anhand des Spitzentransistors hat Shockley eine alternative Version des bipolaren Transistors vorgeschlagen, die auf zwei p-n Übergängen beruht. Ein p-n Übergang arbeitet als Emitter, während der zweite p-n Übergang umgekehrt gepolt ist und als Kollektor dient. Dieser sogenannte Flächentransistor von Shockley besteht aus drei Bereichen: einem n-dotierten oder p-dotierten zentralen Bereich, der die Funktion der Basis ausübt, und der auf beiden Seiten in einen Bereich mit der umgekehrten Dotierung übergeht. Es ergeben sich so ein p-n Übergang auf jeder Seite des zentralen Bereichs. Das Funktionsprinzip ist ähnlich wie beim bipolaren Spitzentransistor. Wieder werden in den zentralen Bereich sogenannte Minoritäts-Ladungsträger, mit der entgegengesetzten Ladung als der Dotierung dieses Bereichs entspricht, vom Emitter injiziert und vom Kollektor anschließend aufgenommen. Der Strom dieser Minoritäts-Ladungsträger kann wieder durch Potentialänderungen moduliert werden. In dem Flächentransistor von Shockley

sind die wichtigen Halbleiterprozesse von der Kristalloberfläche in das Kristallinnere verlegt. Die empfindliche Kristalloberfläche steht jetzt nicht mehr im Mittelpunkt. Da sowohl negative Elektronen als auch positive Löcher für die Transistorfunktion eine Rolle spielen, spricht man von bipolaren Transistoren.

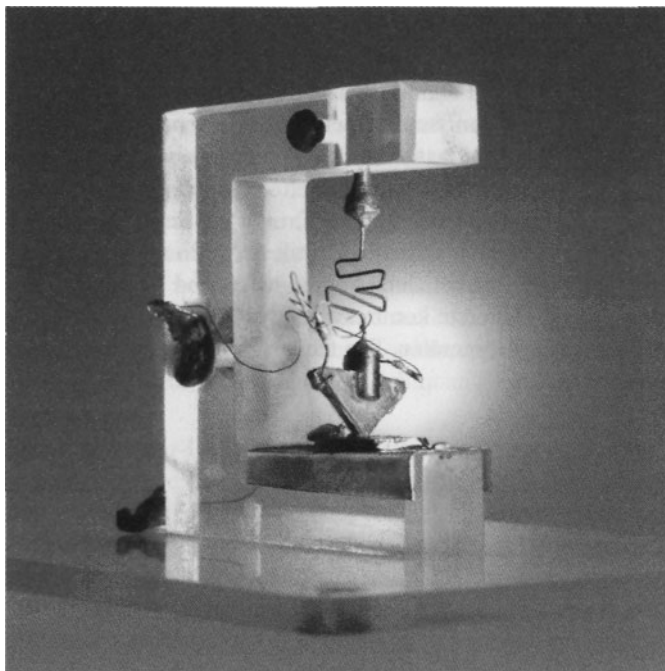


Abbildung 6.7: Der erste von Bardeen und Brattain im Dezember 1947 konstruierte Spitzen-transistor. Der dreieckige Körper in der Mitte besteht aus Kunststoff und trägt an seinen beiden Kanten eine Goldfolie. An der aufliegenden Spitze ist die Goldfolie mit einer Rasierklinge durchgetrennt, sodass zwei eng benachbarte Kontakte entstehen. Eine Metallfeder drückt die Kontakte auf die darunter liegende Halbleiteroberfläche (Foto: Lucent).

Neben den beiden hier kurz erläuterten Transistortypen aus der Frühzeit wurden zahlreiche weitere Versionen vorgeschlagen und experimentell untersucht. Mittlerweile hat der Transistor viele Evolutionsstufen durchlaufen. Hierbei war die ständig fortschreitende Miniaturisierung eine stark antreibende Zielsetzung. Auch musste der Transistor immer schneller arbeiten, sodass er bei immer höheren Frequenzen betrieben werden konnte. Als elektronisches Bauelement hat der Transistor die evakuierte Verstärkerröhre aus Glas komplett abgelöst. Gegenüber diesem Vorläufer aus Glas hat die Verlagerung der elektrischen Funktionen in den Kristall durch den Transistor wichtige Vorteile gebracht: geringe Störanfälligkeit und große Robustheit, sowie die Möglichkeit zur extremen Miniaturisierung und dadurch zur Herstellung in großen Stückzahlen zu extrem niedrigen Preisen.

Betrachtet man die kommerzielle Nutzung der Erfindung des Transistors, dann lässt sich eine interessante Entwicklung beobachten. Zuerst lautete in dem Unternehmen, dem die Erfin-

derung gehörte, die Devise: geheim halten und keine Einzelheiten bekannt geben. Nach einiger Zeit merkte man jedoch, dass die Anwendungen des Transistors ausblieben und dass eher Skepsis vorherrschte. Es war zu erkennen, dass die Strategie im Unternehmen geändert werden musste. Man machte daher eine komplette Kehrtwendung und nahm eine offene Haltung ein. Aus diesem Grund organisierten die Bell Laboratorien im September 1951 in Murray Hill ein großes Symposium, in dem die Details der Transistortechnologie offen auf den Tisch gelegt wurden. Die Veranstaltung fand großes Interesse. An ihr nahmen 301 Fachleute teil, die aus Universitäten, anderen Industrie-Laboratorien und aus militärischen Organisationen kamen. Der Band mit den Konferenzergebnissen enthielt 792 Seiten, und es wurden 5500 Kopien verteilt. Dieser große Erfolg und das rasant steigende Interesse waren der Anlass, dass im April 1952 ein zweites Symposium über Transistortechnologie veranstaltet wurde. Diesmal nahmen Vertreter von insgesamt 40 Firmen teil: 26 Firmen aus den USA und 14 Firmen aus dem Ausland. Es besteht kein Zweifel, dass die Politik der Öffnung der Bell Laboratorien die entscheidende Wende eingeleitet hat. Jetzt kamen Ideen und Vorschläge von vielen Seiten und auch von Außenseitern. Die erste kommerzielle Nutzung des Transistors erfolgte dann durch amerikanische Firmen in Hörgeräten. Die technische Nutzung des Transistors ist anschließend ständig gewachsen.

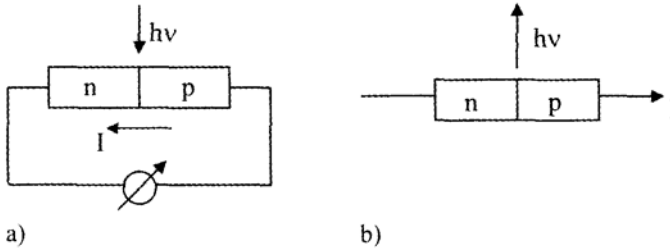


Abbildung 6.8: Photovoltaischer Effekt am p-n Übergang, (a) Solarzelle: Durch die Absorption von Lichtquanten mit genügend hoher Energie in dem Gebiet eines p-n Übergangs werden Elektron-Loch Paare erzeugt, die im elektrischen Potentialgefälle des p-n Übergangs einen elektrischen Strom durch die Außenleitung verursachen, (b) Umkehrung der Solarzelle in der Licht emittierenden Diode (LED). Durch einen elektrischen Strom in Vorwärtsrichtung werden Elektronen in den p-dotierten Halbleiter und Löcher in den n-dotierten Halbleiter injiziert. Durch die Rekombination der Elektronen mit den Löchern wird Energie frei gesetzt, die in der Form von Lichtquanten emittiert wird.

Eher zufällig hatte R. S. Ohl den photovoltaischen Effekt am p-n Übergang entdeckt. Wenn Licht auf den p-n Übergang fällt, tritt zwischen beiden Seiten eine elektrische Spannung auf, bzw. es fließt ein elektrischer Strom durch eine Leitung, die beide Seiten außen herum verbindet. Genau auf diesem Prinzip beruht die Solarzelle. Die Absorption eines Lichtquants erzeugt ein Elektron-Loch Paar am p-n Übergang. Das elektrische Potentialgefälle am p-n Übergang bewirkt, dass die Elektronen in Richtung des n-dotierten Gebiets und die Löcher in Richtung des p-dotierten Gebiets beschleunigt werden. Als Ergebnis resultiert der elektrische Strom durch die Außenleitung. Für die großtechnische Nutzung der Solarenergie ist die Erhöhung des Wirkungsgrads der Solarzellen heute noch ein wichtiges Thema der

Forschung und Entwicklung. Für die Raumfahrt ist die Silizium-Solarzelle heute die Hauptenergiequelle. Der gerade geschilderte Ablauf lässt sich auch umkehren. Dies führt dann zur Licht-emittierenden Diode (abgekürzt LED) bzw. in einer weiteren Entwicklungsstufe zum Injektions- oder Halbleiter-Laser. Durch den p-n Übergang wird jetzt ein elektrischer Strom in Vorwärtsrichtung geschickt. Als Folge werden Elektronen in das p-dotierte Gebiet und Löcher in das n-dotierte Gebiet injiziert. Als Minoritäts-Ladungsträger rekombinieren die Elektronen mit den Löchern im p-dotierten Gebiet und die Löcher mit den Elektronen im n-dotierten Gebiet. Die bei der Rekombination frei werdende Energie wird als Lichtquant emittiert. Die Licht-emittierende Diode wird auf diese Weise gewonnen. Für den Halbleiter-Laser müssen aber noch weitere Voraussetzungen erfüllt sein. Lichtemission erfolgt bekanntlich immer in einem quantenmechanischen Prozess, bei dem ein atomares Teilchen von einem höheren in einen niedrigeren Energiezustand herunter fällt. Um Laserlicht zu erzeugen, muss aber das obere Energieniveau stärker besetzt sein als das untere. Es muss sogenannte Bevölkerungs-umkehr vorliegen. Als weitere Bedingung muss durch geeignete geometrische Abmessungen im aktiven Bereich des p-n Übergangs eine stehende Lichtwelle resonanzartig aufgebaut werden. Schließlich müssen die möglichen Konkurrenzprozesse, bei denen die Elektron-Loch Rekombination nicht zur Emission eines Lichtquants führt, sondern anders abläuft, genügend unterdrückt werden.

Der erste Halbleiter-Laser war 1962 in Betrieb. Für diese neue Technik der sogenannten Optoelektronik sind die Verbindungshalbleiter, die H. Welker etwa ein Dutzend Jahre vorher aus der Taufe gehoben hatte, am besten geeignet. In den III-V Halbleitern, wie beispielsweise Galliumarsenid (GaAs), ist die Energielücke zwischen Leitungsband und Valenzband relativ groß. Entsprechend groß ist auch die Energie, die bei der Elektron-Loch Rekombination frei gesetzt und in Form eines Lichtquants emittiert wird. Das Spektrum des sichtbaren Lichts reicht von rot auf der Seite der Lichtquanten mit niedriger Energie bis blau und violett auf der Seite mit hoher Energie. Im unsichtbaren Infrarot leuchtet Galliumarsenid. Rotes und grünes Licht erzeugen Mischkristalle auf der Grundlage von Galliumarsenid mit weiteren Zusätzen. Erst kürzlich erregte es besonderes Aufsehen, als es zum ersten Mal S. Nakamura in Japan gelungen war, einen Halbleiter-Laser auf der Basis von Galliumnitrid (GaN) zu bauen, der blaues Licht aussendet. Mittlerweile haben Halbleiter-Laser, wie der GaAs Laser, eine große Verbreitung gefunden. Mit dem Infrarotlaser aus Galliumarsenid betätigen wir die Fernbedienung unseres Fernsehgeräts. Rote und grüne Lämpchen aus Halbleiterkristallen finden wir in vielen Haushaltsgeräten. Eine deutliche Verbesserung der Lichtausbeute konnte im Laufe der Zeit noch erzielt werden, indem man auf beiden Seiten des aktiven p-n Übergangsbereichs durch eine Modifikation des Halbleiter Materials die Elektronen und Löcher energetisch auf ein begrenztes aktives Volumen einschnürt. Man spricht dann vom sogenannten doppelten Hetero-Übergang (abgekürzt DH).

Diesen fortgeschrittenen Typ des Halbleiter-Lasers hatte der Deutsche H. Kroemer bereits 1963 vorgeschlagen. Man hatte damals aber noch nicht erkannt, welche große Bedeutung die Optoelektronik einmal bekommen sollte. So wurden Kroemers Ideen zunächst einmal ignoriert. Die Bemerkungen, die Kroemer im Dezember 2000 in seinem Stockholmer Vortrag zur Verleihung des Nobelpreises dann machte, sind außerordentlich bemerkenswert. Sie sind hier in deutscher Übersetzung wiedergegeben:

„Es war genau ein klassischer Fall der Beurteilung einer grundsätzlich neuen Technologie, nicht welche neuen Anwendungen sie erzeugen könnte, sondern lediglich,

wie sie für die schon existierenden Anwendungen nützlich sein könnte. Dies ist außerordentlich kurzsichtig, aber dies Problem ist durchgängig und so alt wie Technik selbst. Der DH Laser war einfach ein weiterer Fall in einer langen Kette ähnlicher Beispiele. Er wird auch nicht der letzte Fall sein. ... Eine genaue Betrachtung der Geschichte liefert für uns überwältigende Evidenz für das, was ich ... das Lemma der Neuen Technologie genannt habe: Grundsätzlich sind die Anwendungen einer genügend neuen und innovativen Technologie immer die Anwendungen gewesen und werden es immer sein, die diese Technologie erzeugt hat.“

Im Laufe der vergangenen 50 Jahre hat die Halbleiter Elektronik einen beeindruckend hohen Stand erreicht und ist zu einem wichtigen Wirtschaftszweig geworden. Die ursprünglich an schwarze Kunst erinnernden und aus vielen Tricks und Rezepten bestehenden Methoden der Materialpräparation haben sich über viele Evolutionsstufen zu den Prozessen entwickelt, die heute in der Halbleiterfabrikation üblich sind. Begleitet wurde diese Entwicklung von der ständig fortschreitenden Miniaturisierung, die eine immer größere Anzahl von Bauelementen und Schaltkreisen auf der Fläche eines sogenannten Chips von etwa 1 cm^2 ermöglichte. Ein entscheidender Fortschritt war die Einführung der sogenannten Planartechnologie mit den durch das stabile Oxid geschützten Siliziumoberflächen. Ein großer Silizium-Einkristall wird in dünne Scheiben, sogenannte Wafer (aus dem Englischen), zerschnitten. Die Dicke der Wafer beträgt nur wenige Zehntel mm. Die weiteren Prozess-Schritte befassen sich nur noch mit der Siliziumoberfläche. Die Dotierung mit Donatoren und Akzeptoren erfolgt durch Diffusion in diejenigen oberflächennahen Gebiete des Silizium-Wafers, die vorher durch Entfernen des Oxids frei gelegt wurden. Die Temperatur der hierfür verwendeten Diffusionsöfen muss auf Bruchteile eines Grads genau geregelt werden, ebenso wie die Verweilzeit im Ofen. Nur so lassen sich die Dotierungsprofile in der Nähe der Waferoberfläche exakt reproduzieren. Die vielen bis zu mehr als vierhundert zählenden Prozess-Schritte werden mit dem Computer gesteuert. Der Durchmesser der Silizium-Wafer und damit auch der Durchmesser der als Ausgangsmaterial verwendeten Silizium-Einkristalle ist inzwischen bei 30 cm angekommen. Auf einem einzigen Wafer mit diesem Durchmesser können etwa 700 Chips von 1 cm^2 Fläche hergestellt werden. Der Gesamtwert eines einzigen solchen Wafers kann dann am Ende des Prozesses in bestimmten Fällen bis zu 250 000 US\$ betragen.

Aufgrund der ständig fortschreitenden Miniaturisierung ist die Anzahl der Transistoren auf einem Chip rapide angestiegen. In den drei Jahrzehnten von 1970 bis zum Jahr 2000 betrug dieser Anstieg von etwa eintausend am Anfang auf etwa 256 Millionen am Ende. Entsprechend fielen die Kosten pro gespeichertes Bit Information ab. Diese eindrucksvolle Entwicklung wird auch in dem berühmten Gesetz des Amerikaners G. E. Moore zusammengefasst, über das er sich schon 1965 Gedanken machte. Nach diesem Gesetz verringert sich der Preis von einem Transistor auf dem Chip alle 5–6 Jahre auf ein Zehntel seines Wertes jeweils am Anfang. Die zunehmende Komplexität der Halbleiterschaltungen geht allerdings einher mit einem entsprechenden Anstieg der Kosten für die Halbleiterfabriken. Diese Tatsache wird manchmal auch als das zweite Moore'sche Gesetz bezeichnet.

Die sogenannte Strukturgröße bei den geometrischen Abmessungen der zu fabrizierenden Bauelemente ist heute bei etwa 100 nm angekommen. Sie wird schon demnächst durch die atomaren oder molekularen Quantenbedingungen an eine prinzipielle Grenze stoßen. Für eine weitere Miniaturisierung müssen dann völlig neue Konzepte entwickelt werden.

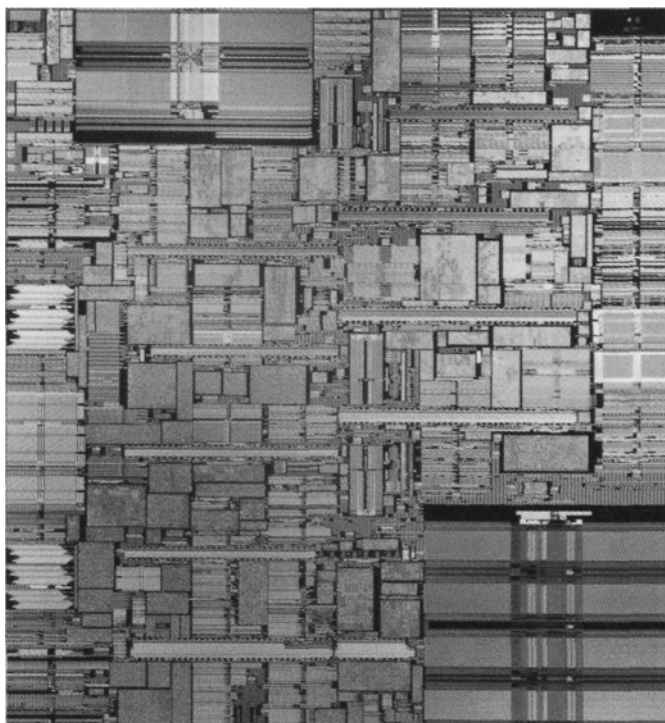


Abbildung 6.9: Moderner Mikroprozessor-Chip mit den Abmessungen $12.6 \text{ mm} \times 12.6 \text{ mm}$. (Hier der Mikroprozessor Power 3.) Auf dem Chip befinden sich ungefähr 15 Millionen Transistoren (Foto: IBM).

Eine zunächst unerwartete und wesentlich andersartige, aber umso interessantere Entwicklung ist in den letzten Jahren von den technischen Erfahrungen mit Silizium-Einkristallen ausgegangen. Sie hat mit der Elektronik von dotierten Halbleitern nichts mehr zu tun und betrifft die Verwendung von einkristallinem Silizium in der sogenannten Mikromechanik. Die Mikromechanik ist inzwischen zu einem wichtigen, neuen Gebiet der Technik geworden, das sich gegenwärtig in einer rasanten Entwicklung befindet. Mit Hilfe verschiedener Ätzverfahren und anderer Methoden der Mikrofabrikation werden extrem miniaturisierte mechanische Systeme hergestellt, die beispielsweise zur Messung von Druck oder Beschleunigung dienen. Aktuelle Anwendungen finden diese Mikrosysteme unter anderem in der Kraftfahrzeugindustrie. Ein typisches Beispiel ist hier die kontrollierte Auslösung des Airbags. Wiederum sind auch in diesen Fällen große Stückzahlen und niedrige Kosten wichtige Bedingungen.

Am Ende dieses Kapitels über die Eigenschaften von Halbleitern wollen wir noch auf die thermoelektrischen Phänomene, Peltier und Seebeck-Effekt, eingehen. Wie wir im letzten Kapitel schon erläutert haben, treten beide Effekte beim Zusammenspiel von einem Temperaturgefälle mit einem elektrischen Potentialgefälle auf. Beide Effekte sind in Halbleitern viel größer als in Metallen, typischerweise um einen Faktor von einhundert oder mehr. Dies hängt mit der speziellen Form der Fermi-Verteilung der elektrischen Ladungsträger in Halbleitern

zusammen. Wir hatten schon diskutiert, dass die Zahl der beweglichen Ladungsträger in Halbleitern viel kleiner ist als in Metallen. Entsprechend niedriger ist deshalb auch in den Halbleitern die Fermi-Energie ε_F . Wie wir im letzten Kapitel auch schon erläutert haben, wird die Besetzung der Zustände mit Elektronen durch die Fermi-Funktion geregelt. Die Energiebreite $k_B T$, innerhalb der die Fermi-Funktion von eins auf null abfällt, ist in Halbleitern im allgemeinen nicht wie bei Metallen viel kleiner als die Fermi-Energie, sondern deutlich größer als ε_F . Die Fermi-Verteilung geht dann in die klassische sogenannte Boltzmann-Verteilung über. Als Folge entfällt der für Metalle noch geltende Reduktionsfaktor $k_B T / \varepsilon_F$ bei den Halbleitern. Dies ist der Hauptgrund für die relativ hohen Werte beim Peltier- und Seebeck-Effekt in Halbleitern.

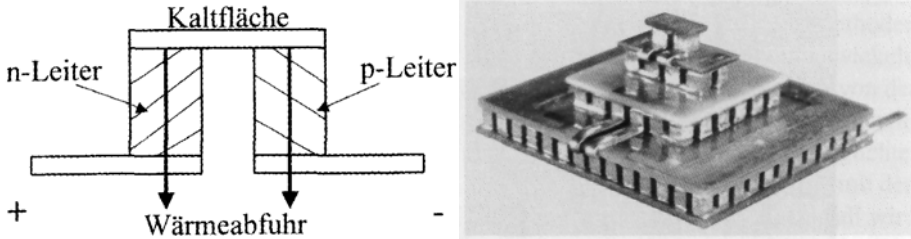


Abbildung 6.10: Peltier-Kühlung. (a) Schematische Anordnung eines Peltier Kühlers aus einem n-dotierten und einem p-dotierten Halbleiter. Der elektrische Strom fließt von der linken zur rechten Seite, (b) Kommerziell erhältliche vierstufige Peltier-Kaskade. In den einzelnen Stufen sind die Peltier-Schenkel deutlich zu erkennen. Mit der gezeigten Kaskade kann die Temperatur von Zimmertemperatur auf der Warmseite um bis zu etwa 140 Kelvin unterhalb Zimmertemperatur auf der Kaltseite abgesenkt werden. Die lateralen Abmessungen sind: unterste Stufe: 24,0 mm × 20,6 mm; oberste Stufe: 4, 5 mm × 2,4 mm. Gesamthöhe: 13,6 mm (Foto: KRYOTHERM).

Für technische Anwendungen ist der Peltier-Effekt in Halbleitern besonders interessant. Wir erinnern uns: der Peltier-Effekt beruht auf dem Transport von Wärmeenergie durch die beim elektrischen Stromfluss bewegten Ladungsträger. An der Verbindungsstelle von zwei verschiedenen elektrischen Leitermaterialien kann es dann zu einem Stau des Wärmestroms kommen. Abhängig von der Stromrichtung, resultiert an der Verbindungsstelle eine Erwärmung oder Abkühlung. Am ausgeprägtesten ist dieser Effekt, wenn an der Verbindungsstelle ein n-dotierter und ein p-dotierter Halbleiter aufeinander stoßen. In diesem Fall bewegen sich die (negativen) Elektronen auf der n-dotierten Seite und die (positiven) Löcher auf der p-dotierten Seite in entgegengesetzter Richtung, also von beiden Seiten entweder auf die Verbindungsstelle hin oder von ihr weg. Im zweiten Fall erfolgt dann die Abkühlung der Verbindungsstelle besonders wirkungsvoll. Der Peltier-Effekt bei Halbleitern sollte demnach interessant für die Kältetechnik sein.

Einer der ersten, die diese Bedeutung der Halbleiter für die Kältetechnik erkannt haben, war der Russe A. F. Ioffe. In der ukrainischen Kreisstadt Romny geboren, war Ioffe in den Jahren 1902–1906 zunächst Praktikant und später Assistent bei W. C. Röntgen in München. 1905 erfolgte seine Promotion bei Röntgen über das Thema „Elastische Nachwirkung im Kristallinen Quarz“. Im Herbst 1906 trat Ioffe dann eine Stelle als Assistent am 1902 eröffneten,

nach Peter dem Großen benannten Polytechnischen Institut von St. Petersburg an. Im Laufe seiner herausragenden wissenschaftlichen Karriere war Ioffe für die Gründung von mindestens fünf verschiedenen Forschungsinstituten in der damaligen Sowjetunion verantwortlich. An dieser Stelle möchten wir vor allem das Halbleiter Institut in St. Petersburg hervorheben, das große Berühmtheit erlangte und von dem viele wichtige Arbeiten über die Physik der Halbleiter ausgingen. Besonders seit 1950 hatte Ioffe seine eigenen Forschungen zur Thermoelektrizität in Halbleitern, damals noch im Leningrader Physikalisch-Technischen Institut, verstärkt, und wenige Jahre später schrieb er ein Buch über Halbleiter-Thermoelemente. Seine optimistischen Prognosen zu den thermoelektrischen Anwendungen von Halbleitern, auch in der Kältetechnik durch die sogenannte Peltier-Kühlung, hatte damals in vielen Laboratorien der Elektroindustrie große neue Anstrengungen bei der Halbleiterforschung ausgelöst.

Heute wird die Peltier-Kühlung vor allem auf der Grundlage der n-dotierten und der p-dotierten Halbleiterverbindung Wismut-Tellurid, Bi_2Te_3 , betrieben. Die kommerziell angebotenen sogenannten Peltier-Module bestehen aus der parallelen Anordnung von bis zu mehreren hundert n-dotierten und p-dotierten Peltier-Schenkel. Die einzelnen Peltier-Schenkel sind nur wenige mm lang und haben einen Querschnitt von etwa 1 mm^2 . Der einzelne Modul ermöglicht eine Abkühlung ausgehend von Zimmertemperatur um 50–60 Grad. Noch größere Temperaturabsenkungen können mit Hilfe einer mehrstufigen Peltier-Kaskade erzielt werden. Beispielsweise wurde kürzlich mit einer 7-stufigen Peltier-Kaskade eine Abkühlung von Zimmertemperatur auf 135 Kelvin erreicht.

7 Kreisende Elektronen in Hohen Magnetfeldern

Notizen im Arbeitsbuch vom 4.2.1980

$9A(C_1) \rightarrow 10\mu$
 $9A(D) \rightarrow 10\mu$
 $9A(S)$

$4C(S) = S$
 $4C(D) = D$
 V_{SB}

E
 \vec{v}
 \vec{B}
 \vec{I}

5
 6
 9
 $V_{SB} = 0$

$N = \frac{eB}{2\pi k} \quad (9.9 - 1)$

$E_H = R_H \cdot D \cdot j = \frac{1}{ne} \cdot B \cdot \frac{I}{b}$
 $U_H = \frac{B}{n \cdot e} \cdot I$
 $U_H = \frac{h}{e \cdot e \cdot 2\pi} \cdot I = \frac{h}{2e^2} \cdot I$

$\frac{h}{2e^2} = 25813 \Omega$

$\frac{h}{2e^2} = \frac{h}{2} \cdot \frac{1}{e^2} \Rightarrow 25813 \Omega$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{A \cdot c}$
 $\epsilon_0 = 0,8854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{V \cdot c}$

$\sqrt{\frac{h}{m}} = 2,65 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$
 $\sqrt{\frac{h}{2m}} = 376,7 \text{ m}^{-1}$

RTB 531 / 5921
 D. = 1 V Korre 2240
 10^{-6} 13? - +
 G: 10 $10^{-1} \rightarrow -12907$

$25813 \Omega : N$
 1M Ω parallel

25813	\rightarrow	25163,46
12906,5		12742,04
6453,25		6371,02
3226,63		3185,25
2157,68		2146,47

Abbildung 7.1: Notizen von Klaus von Klitzing in seinem Arbeitsbuch am 4. Februar 1980, dem Tag an dem er den Quanten-Hall-Effekt entdeckt hat. (K. von Klitzing)

Der brillante amerikanische Physiker Henry A. Rowland ist wohl am besten für seine zu seiner Zeit einzigartige mechanische Fabrikation von optischen Beugungsgittern, den berühmten sogenannten Rowland-Gittern, bekannt. Im Jahr 1870 hatte er seine Ausbildung als Zivil-Ingenieur am Rensselaer Polytechnic Institute (RPI) in Troy im Bundesstaat New York abgeschlossen. Nach einer kurzen Tätigkeit als Assistenz-Professor für Naturwissenschaften an der Wooster University in Ohio, kehrte er 1872 an das RPI zurück, wo er als Dozent für Physik angestellt wurde. Das Wintersemester 1875/1876 verbrachte er dann als Gast im Institut von Hermann von Helmholtz in Berlin. Rowland interessierte sich besonders für die von Michael Faraday und James Clerk Maxwell begründete Lehre von der Elektrizität, die sogenannte Elektrodynamik. Seine Reise nach Berlin führte Rowland über das englische Cambridge, wo er Maxwell persönlich besuchte. Bei Helmholtz gelang Rowland dann in erstaunlich kurzer Zeit der experimentelle Nachweis, dass elektrisch aufgeladene Körper von einem Magnetfeld begleitet sind, wenn sie sich mit hoher Geschwindigkeit bewegen. In seinem Bericht an die Berliner Akademie im März 1876 erläuterte Helmholtz selbst:

„Herr Rowland hat nun eine Reihe directer Versuche im physikalischen Laboratorium der hiesigen Universität angeführt, welche den positiven Beweis geben, dass auch die Bewegung elektrisirter ponderabler Körper [außerhalb von Leitern!] elektromagnetisch wirksam ist.“

Derartige Fundamentalversuche zur Elektrodynamik besaßen damals hohe Aktualität. Anschließend an das Semester in Berlin ging Rowland an die gerade erst gegründete amerikanische Johns Hopkins University in Baltimore im Bundesstaat Maryland.

In die USA zurückgekehrt und in Weiterentwicklung seines vorherigen Forschungsgebiets, interessierte sich Rowland dafür, ob der elektrische Strom in einem metallischen Leiter durch ein äußeres Magnetfeld seitlich abgelenkt wird und dadurch ein zusätzliches elektrisches Spannungssignal senkrecht zur elektrischen Stromrichtung erzeugt wird. Die für die damalige Zeit schon anspruchsvolle Messaufgabe übertrug er an seinen Studenten Edwin H. Hall, nachdem Rowland selbst noch keinen Effekt finden konnte. Hall hat den Effekt dann im Jahr 1879 gefunden. Seitdem ist dieses Phänomen als Hall-Effekt bekannt.

Der Hall-Effekt gehört zu den einfachsten Phänomenen, die von bewegten elektrischen Ladungsträgern verursacht werden, wenn auch noch ein Magnetfeld vorhanden ist. Wenn sich elektrische Ladungsträger in einem Magnetfeld bewegen, erfahren sie eine Kraft, die senkrecht sowohl zu ihrer Bewegungsrichtung als auch zur Richtung des Magnetfelds orientiert ist. Diese nach dem holländischen theoretischen Physiker H. A. Lorentz benannte Kraft ist proportional zum Magnetfeld, sowie proportional zur elektrischen Ladung und zur senkrecht zum Magnetfeld zeigenden Komponente der Geschwindigkeit der Ladungsträger. Bei der Umkehr des Vorzeichens von jedem dieser drei Faktoren ändert die Richtung der Lorentz-Kraft ebenfalls ihr Vorzeichen. Die Lorentz-Kraft verschwindet, wenn sich die Ladungen parallel zur Richtung des Magnetfelds bewegen, und somit keine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld existiert. Durch die Auswirkung der Lorentz-Kraft wird die geradlinige Bewegung freier Ladungsträger in eine Kreisbahn umgelenkt. Ein eindrucksvolles Beispiel finden wir beim Polarlicht. Es entsteht durch den Einschuss von elektrisch geladenen Teilchen, besonders von Protonen, die von der Sonne stammen. Im Magnetfeld der Erde werden die Teilchen auf Kreisbahnen zu höheren Breiten abgelenkt, wo sie in etwa 100 km Höhe die Gasmoleküle optisch anregen. Auch in den großen Beschleunigern werden die gelade-

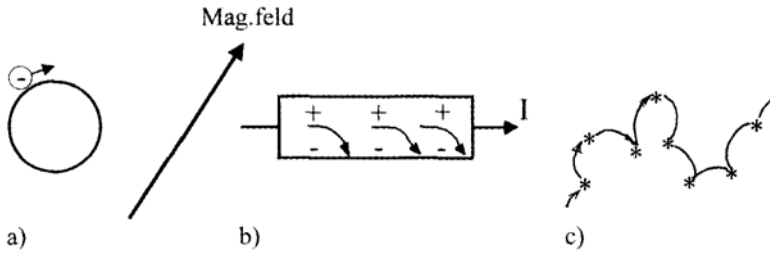


Abbildung 7.2: Lorentz-Kraft auf bewegte Ladungen in einem Magnetfeld. Das Magnetfeld ist senkrecht zur Zeichenebene orientiert, (a) Durch die Lorentz-Kraft wird eine Bewegung elektrischer Ladungen, die senkrecht zur Richtung eines Magnetfelds verläuft, auf eine Kreisbahn umgelenkt, (b) Hall-Effekt: Beim elektrischen Stromfluss in einem Leiter verursacht die seitliche Ablenkung des Stroms durch die Lorentz-Kraft die jeweilige Ansammlung von Ladungen mit entgegengesetztem Vorzeichen auf beiden Seiten des Leiters. Dadurch resultiert eine elektrische Spannung senkrecht zur Hauptrichtung des Stroms und senkrecht zur Richtung des Magnetfelds, (c) Magnetwiderstand: Die Umlenkung der elektrischen Ladungen auf Kreisbahnen durch die Lorentz-Kraft behindert den elektrischen Stromfluss in seiner Hauptrichtung und bewirkt eine Zunahme des elektrischen Widerstands. Die Kreuze markieren die Orte, an denen die Elektronen einen Stoßprozess erfahren.

nen Teilchen durch Magnetspulen mit Hilfe der Lorentz-Kraft auf die richtige Bahn gelenkt. Diese Kraft und die von ihr bewirkte Umlenkung der Bahn von geladenen Teilchen sind ferner die Grundlage der sogenannten magnetischen Flasche, die das heiße Plasma in den langfristig projektierten Kernfusionsreaktoren in genügender Entfernung von den Reaktorwänden zurückhalten soll. Schließlich ist es auch die gleiche Kraft, die auf stromdurchflossene elektrische Leiter wirkt und auf der beispielsweise das Prinzip des Elektromotors beruht.

Die seitliche Ablenkung des elektrischen Stroms in einem Magnetfeld durch die Lorentz-Kraft bewirkt, dass sich entlang der beiden Seiten des elektrischen Leiters Ladungen mit jeweils entgegengesetztem Vorzeichen ansammeln, die ein elektrisches Feld und somit eine elektrische Spannung senkrecht zur Hauptrichtung des Stroms verursachen. Die letztgenannte elektrische Spannung ist die sogenannte Hall-Spannung. Das Vorzeichen der Hall-Spannung gibt uns Auskunft über das Vorzeichen der bewegten Ladungen, da dieses Ladungsvorzeichen auch direkt in dem Ausdruck für die Lorentz-Kraft erscheint. An dieser Stelle ist es ferner wichtig festzuhalten, dass sich bei gleicher Richtung des elektrischen Stroms positive und negative elektrische Ladungen in entgegengesetzter Richtung fortbewegen. Bei einer Umkehrung des Vorzeichens der bewegten Ladungen ändert sich deshalb das Vorzeichen bei der Lorentz-Kraft zwei mal, sodass es im Endergebnis erhalten bleibt. Die positiven und die negativen bewegten Ladungen werden somit auf die gleiche Seite des stromdurchflossenen Leiters getrieben. Dies bestätigt uns wieder, dass sich das Vorzeichen der bewegten Ladungen und das Vorzeichen der Hall-Spannung stets gemeinsam umkehren, sodass das letztgenannte Vorzeichen Information über das erstgenannte liefert. Wie wir im letzten Kapitel im Zusammenhang mit dem Loch-Begriff diskutiert haben, hat der Hall-Effekt schon frühzeitig Hinweise dafür gegeben, dass die bewegten Ladungsträger häufig Loch-Charakter besitzen, da sie aus der Nä-

he des oberen Rands eines fast vollständig besetzten Energiebands stammen. Zusätzlich zum Vorzeichen der bewegten Ladungen lässt sich aus dem Hall-Effekt auch noch die Konzentration der beweglichen Ladungsträger in dem elektrischen Leitermaterial bestimmen.

Das bisher geschilderte Verhalten gilt grundsätzlich gleichermaßen für Metalle und Halbleiter, solange wir es nur mit einer einzigen Sorte von Ladungsträgern zu tun haben. Wird der elektrische Strom aber von zwei oder mehr Sorten von Ladungsträgern getragen, kann es schnell kompliziert werden. Beispielsweise verschwindet der Hall-Effekt vollständig, wenn gleichzeitig positive und negative Ladungsträger in genau gleicher Konzentration vorhanden sind und auch mit der gleichen Beweglichkeit zum elektrischen Strom beitragen. Da die positiven und negativen Ladungsträger im Magnetfeld zur gleichen Seite des stromdurchflossenen Leiters getrieben werden, kompensieren sich die Ladungen mit entgegengesetztem Vorzeichen in diesem Fall dort exakt, sodass kein Hall-Effekt mehr übrig bleibt.

Die Umlenkung der elektrischen Ladungsträger auf Kreisbahnen durch die Lorentz-Kraft in einem Magnetfeld wirkt sich auch auf den elektrischen Widerstand aus. Man spricht vom sogenannten Magnetwiderstand. Im allgemeinen erwarten wir eine Widerstandszunahme, da der elektrische Stromfluss behindert wird, wenn die Ladungen auf Kreisbahnen gezwungen werden, anstatt sich nur in einer Richtung zu bewegen. Die Widerstandszunahme hängt davon ab, ob und in welcher Form sowohl Elektronen als auch Löcher zum elektrischen Strom beitragen. In Einkristallen kann die Widerstandszunahme im Magnetfeld auch stark von der Kristallrichtung abhängen. In den letzten Jahren haben Magnetwiderstandseffekte, bei denen der Eigendrehimpuls oder Spin der Elektronen die zentrale Rolle spielt, eine besondere Aufmerksamkeit erhalten. Auf diese spektakulären Entwicklungen unter dem Stichwort Riesemagnetwiderstand wollen wir in einem späteren Kapitel zurück kommen.

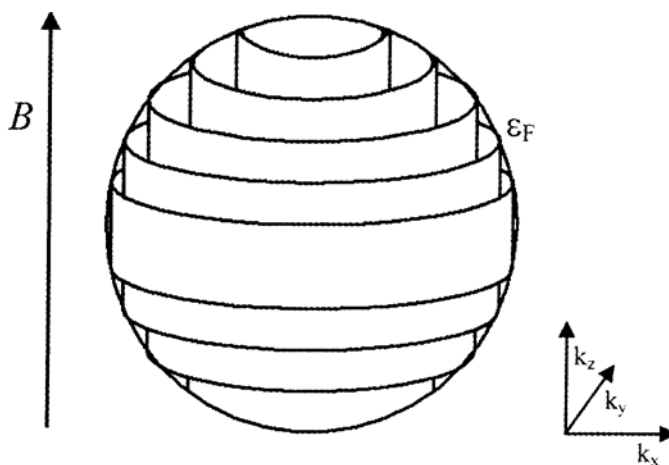


Abbildung 7.3: In hohen Magnetfeldern führt die Energiequantisierung nach Landau zu einer Umverteilung der durch Elektronen besetzbaren Zustände auf die Wände von ineinander gestellten Zylindern im \mathbf{k} -Raum. Die gemeinsame Achse der Zylinder ist in Richtung des Magnetfelds orientiert. Der Abstand zwischen den Zylinderwänden im \mathbf{k} -Raum wächst proportional zum Magnetfeld.

Die exakte quantenmechanische Theorie für die Elektronen im Leitungsband eines Metalls in Anwesenheit eines hohen Magnetfelds stammt von dem Russen L. D. Landau. Im Jahr 1930 publizierte er schon im Alter von 22 Jahren seine berühmte Arbeit zum Diamagnetismus der Metalle. Ein Jahr zuvor hatte Landau, im Anschluss an sein Studium in Leningrad, eine zweijährige Reise an Forschungsplätze in Europa angetreten, die ihn unter anderem nach Zürich, Kopenhagen, Cambridge, Berlin und Leipzig geführt hat. In seiner Arbeit zeigte Landau, dass das Energiespektrum der Elektronen durch das Magnetfeld deutlich verändert wird. In einem früheren Kapitel hatten wir schon diskutiert, wie das Energiespektrum der Elektronen im Leitungsband eines Metalls durch die Wellenvektoren erfasst wird, die die Materiewellen der Elektronen bei ihrer Ausbreitung in allen drei Raumrichtungen kennzeichnen. Durch das Magnetfeld wird jedoch aufgrund der Lorentz-Kraft jede Bewegung der Elektronen senkrecht zur Richtung des Magnetfelds auf eine Kreisbahn gezwungen. Wenn wir dem Magnetfeld eine Orientierung in Richtung der z-Koordinate geben, dann liegt die Kreisbahn in der Ebene der x- und y-Koordinate. Dies alles hat zur Folge, dass die Energie der Elektronen bei ihrer Kreisbewegung in der x-y Ebene in der Einheit der sogenannten Zyklotron-Energie $\hbar\omega_C$ quantisiert ist, und dass die Wellenvektoren in der x-y Ebene nicht mehr maßgeblich sind. Die Größe \hbar ist hier wieder die Planck'sche Konstante, die wir schon kennen gelernt haben. Der zweite Faktor ν_C ist die Umlauf-Frequenz der Elektronen auf ihrer Kreisbahn, die sogenannte Zyklotron-Frequenz. Lediglich die Bewegung der Elektronen in z-Richtung bleibt in der Form der Materiewelle erhalten, die durch den Wellenvektor k_z in z-Richtung definiert ist. Hierbei kommt die Tatsache zur Geltung, dass die Lorentz-Kraft verschwindet, wenn die Bewegungsrichtung der Elektronen parallel zum Magnetfeld orientiert ist.

Der dreidimensionale \mathbf{k} -Raum der Wellenvektoren, der in Abwesenheit eines Magnetfelds überall gleichmäßig Zustände aufweist, die besetzt werden können, wandelt sich im Fall eines vorhandenen Magnetfelds durch die Energiequantisierung nach Landau um in eine Serie von ineinander liegenden Zylindern, auf denen sich jetzt die besetzbaren Zustände der Elektronen befinden. Die Achse der Zylinder zeigt in der Richtung des k_z -Wellenvektors, also in der gleichen Richtung wie das Magnetfeld. Diese Zylinder im \mathbf{k} -Raum werden Landau-Zylinder genannt. Der Abstand zwischen ihnen wächst proportional zur Zyklotron-Frequenz ν_C , die wiederum proportional zum Magnetfeld ansteigt. Der energetische Abstand zwischen den aufeinander folgenden Landau Zylindern ist daher bei hohen Magnetfeldern besonders groß. Für die Manifestation der Energiequantisierung nach Landau ist es allerdings notwendig, dass die Kreisbahnen der Elektronen im Magnetfeld nicht durch Stoßprozesse der Elektronen unterbrochen werden. Mindestens einmal sollte die Kreisbahn ungestört durchlaufen werden. Da die Anzahl der Stöße, beispielsweise mit Phononen, mit sinkender Temperatur deutlich abnimmt, sind neben hohen Magnetfeldern möglichst tiefe Temperaturen für die experimentelle Beobachtung der Quantenstruktur durch die Landau Zylinder erforderlich. Genügend tiefe Temperaturen sorgen auch noch dafür, dass die thermische Energie $k_B T$ deutlich kleiner als der Energieabstand zwischen zwei benachbarten Landau-Zylindern ist, und dass deshalb die Quantenstruktur nicht durch die thermische Energie $k_B T$ ausgeschmiert wird. Außerdem sollten für die Experimente möglichst reine Einkristalle benutzt werden.

Landau hatte schon 1930 erkannt, dass aufgrund der von ihm zum ersten Mal diskutierten Energiequantisierung der Leitungselektronen im Magnetfeld makroskopische Materialeigenschaften, wie beispielsweise der Diamagnetismus, eine streng periodische Oszillation in Abhängigkeit vom Magnetfeld zeigen sollten. Er glaubte allerdings, dass die erforderlichen

Reinheitskriterien von den verfügbaren Probenmaterialien nicht erfüllt werden könnten, und dass der Effekt somit unbeobachtbar bleibt. Die streng periodische Oszillation kommt im Prinzip daher, dass bei der energetischen Umverteilung der Elektronen im Leitungsband auf die Landau-Zylinder bei einer Erhöhung des Magnetfelds die Zahl der Elektronen im obersten besetzten Landau Niveau periodisch oszilliert. Als Folge davon oszilliert dann auch die Gesamtenergie der Elektronen im Leitungsband. Dies führt dann auch zu Oszillationen in den anderen elektronischen Probeneigenschaften.

Die Oszillation wurde beim Diamagnetismus von Wismut Einkristallen tatsächlich aber schon zum ersten Mal im Jahr 1930 von den Holländern W. J. de Haas und P. M. van Alphen in Leiden experimentell gefunden. Der Effekt ist seither als de Haas-van Alphen-Effekt bekannt. Zur weiteren theoretischen Aufklärung hat R. E. Peierls damals wichtige Beiträge geleistet. Ein entscheidender Anstoß kam dann von Lars Onsager während eines Besuchs im englischen Cambridge im akademischen Jahr 1950/51. Konsequenz auf der geometrischen Interpretation der Fermi-Oberfläche im dreidimensionalen Raum der Wellenvektoren aufbauend, zeigte er, dass die Periode der de Haas-van Alphen-Oszillationen umgekehrt proportional zum Extremalquerschnitt der Fermi-Oberfläche ist, also umgekehrt proportional zum größten und zum kleinsten Querschnitt. Hierbei ist der Extremalquerschnitt senkrecht zur Richtung des Magnetfelds zu nehmen. Es stellte sich dann heraus, dass I. M. Lifshitz in Moskau unabhängig von Onsager auch schon die gleichen Ideen entwickelt hatte.

Der de Haas-van Alphen-Effekt hat anschließend, und besonders in den 50er und den 60er Jahren, eine wichtige Rolle bei der Aufklärung der Fermi-Oberfläche in vielen Materialien gespielt, sofern sie in der Form von genügend reinen Einkristallen präpariert werden konnten. Eindrucksvolle feine Details wurden hierbei im Laufe der Zeit erarbeitet, während sich die experimentellen Techniken ständig verbesserten. Große Abweichungen von der einfachen Kugelgestalt der Fermi-Oberfläche wurden aufgedeckt. Im gleichen Material, wie beispielsweise bei den mehrwertigen Metallen, besteht die Fermi-Oberfläche häufig aus einem halben Duzend oder mehr voneinander getrennten Teilen, die entweder Elektronen oder Löchern zugeordnet sind. Für diese Gebilde haben sich Bezeichnungen wie Monster, Kappe, Linse, Schmetterling oder Zigarre eingebürgert. Der Bauch und die Hälse der Fermi-Oberfläche von Kupfer, die Pippard schon entdeckt hatte, sind hier nur das erste, noch recht einfache Beispiel.

Wie zu erwarten ist, treten ähnliche Oszillationen wie bei dem de Haas-van Alphen-Effekt auch in anderen physikalischen Materialeigenschaften auf, die von den beweglichen elektrischen Ladungsträgern beeinflusst werden. Ein Beispiel sind die sogenannten Shubnikov-de Haas-Oszillationen bei der elektrischen Leitfähigkeit. Sogar bei der chemischen Reaktionsrate an metallischen Katalysator-Oberflächen sind Oszillationen bei der Variation des Magnetfelds beobachtet worden, die den gleichen Ursprung haben.

Für unsere weitere Diskussion ist es nützlich, die Dichte der mit Elektronen besetzbaren Zustände in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen genauer zu betrachten. Wir beginnen mit dem dreidimensionalen Fall. In diesem Fall, der im allgemeinen üblich ist, wächst die Dichte der möglichen Energieniveaus mit der Quadratwurzel aus der Energie an, solange kein Magnetfeld anwesend ist. In Gegenwart eines hohen Magnetfelds bewirkt die Umverteilung der Energiewerte auf die Landau-Zylinder im \mathbf{k} -Raum, dass die Kurve von vielen scharfen Spitzen überlagert wird, die im Abstand der Zyklotron-Energie $h\nu_c$ aufeinander folgen. Im zweidimensionalen Fall finden wir für die Dichte der besetzbaren Energieniveaus in Abwesenheit eines Magnetfelds den interessanten Fall, dass sie unabhängig von der Energie, also

konstant ist. Dies führt in hohen Magnetfeldern zu neuartigen physikalischen Eigenschaften, wie beispielsweise dem Quanten-Hall-Effekt. Diesen Fragen wollen wir uns jetzt zuwenden.

Wir betrachten einen zweidimensionalen Kristall in einem hohen Magnetfeld, das senkrecht zu der Ebene orientiert ist, in der sich der Kristall befindet. Anstelle der Landau-Zylinder haben wir jetzt nur noch Landau-Kreise, die wir als zweidimensionalen Schnitt durch die Zylinder senkrecht zur Zylinderachse erhalten. Die Abfolge der ineinander liegenden Landau-Kreise entspricht genau wieder der in der Form von Vielfachen der Zyklotron-Energie $h\nu_C$ quantisierten Energie der Elektronen bei ihrer Kreisbewegung in der Kristallebene. Die konstante Dichte der durch Elektronen besetzbaren Energieniveaus im zweidimensionalen Kristall hat die Konsequenz, dass alle Energieintervalle (von der Größe $h\nu_C$) zwischen den aufeinander folgenden Landau-Kreisen exakt die gleiche Anzahl von besetzbaren Energiezuständen besitzen. Die den einzelnen Kreisen entsprechenden Energieniveaus werden somit auch mit genau der gleichen Anzahl von Elektronen besetzt. Das Energiespektrum der Elektronen besteht daher aus einer Folge von scharfen und genau gleichen Spitzen, die entlang der Energieachse in dem regelmäßigen Abstand von der Zyklotron-Energie $h\nu_C$ erscheinen. Wenn es gelingt, die Zahl der beweglichen Elektronen im zweidimensionalen Kristall kontinuierlich zu vergrößern, dann sollten sich die elektrischen Eigenschaften stufenweise ändern, wenn gerade wieder ein weiteres Landau-Niveau mit Elektronen aufgefüllt wird. Für derartige Effekte interessierte sich vor etwas mehr als 20 Jahren der Deutsche Klaus von Klitzing im Rahmen seiner Forschungen am Physikalischen Institut der Universität Würzburg. Im Herbst 1979 ging er zu einem Forschungsaufenthalt nach Grenoble an das Deutsch-Französische Hochfeld-Magnetlabor, da dort noch stärkere Magnetspulen zur Verfügung standen als in Würzburg. Die Leitung des Magnetlabors in Grenoble hatte damals sein früherer Doktorvater, G. Landwehr. Bei seinen Experimenten in Grenoble benutzte von Klitzing einen sogenannten Feld-Effekt-Transistor aus Silizium, den ihm die Firma Siemens überlassen hatte. Dieses Bauelement ist eines der zahlreichen Weiterentwicklungen der Transistortypen aus der Frühzeit. An der Halbleiteroberfläche sind die beweglichen Ladungsträger auf einen engen zweidimensionalen Bereich eingeschränkt. Die Halbleiteroberfläche ist durch eine dünne, elektrisch isolierende Schicht aus Siliziumoxid (SiO_2) bedeckt, auf deren Gegenseite sich eine Metallelektrode befindet. Zwischen der Metallelektrode und dem Silizium Kristall kann eine elektrische Spannung, die sogenannte Gate-Spannung, angelegt werden. Diese Gate-Spannung macht es möglich, die Konzentration der beweglichen Ladungsträger in ihrem zweidimensionalen engen Bereich an der Siliziumoberfläche kontinuierlich zu verändern. Die experimentellen Voraussetzungen zur Beobachtung der oben diskutierten möglichen Stufenstruktur waren somit gegeben.

In der Nacht vom 4. auf den 5. Februar 1980 machte von Klitzing die Entdeckung, dass der (senkrecht zum elektrischen Strom gemessene) Hall-Widerstand seines Feld-Effekt-Transistors in einem hohen Magnetfeld und bei der tiefen Temperatur von 1,5 Kelvin in Abhängigkeit von der Gate-Spannung besonders scharfe und regelmäßige Stufen aufwies. Auf der anderen Seite zeigte der in Richtung des Stroms gemessene elektrische Widerstand in Abhängigkeit von der Gate-Spannung starke Oszillationen und fiel bei jeder horizontalen Stufe des Hall-Widerstands auf Null ab. blieb das Magnetfeld ausgeschaltet, dann verschwanden auch sämtliche Stufen bzw. die Oszillationen. Noch in der gleichen Nacht erkannte von Klitzing, dass es sich bei den Stufen im Hall-Widerstand um etwas fundamentales handelt, das nur von zwei Naturkonstanten abhängt und exakt quantisiert ist. Mit ansteigender Gate-Spannung werden

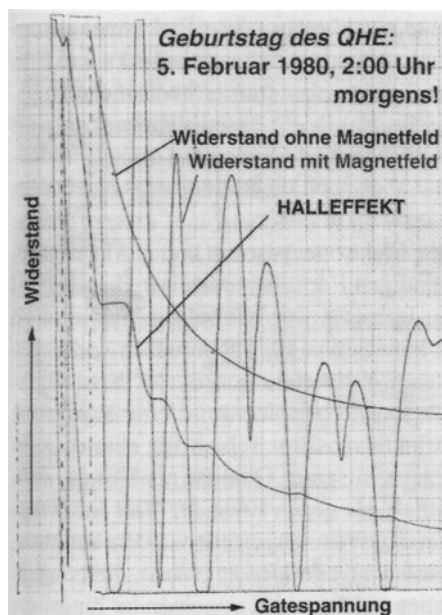


Abbildung 7.4: Quanten-Hall-Effekt. Elektrischer Widerstand und Hall-Widerstand in einem hohen Magnetfeld bei einer Temperatur von 1,5 Kelvin aufgetragen in Abhängigkeit von der Gate-Spannung für das zweidimensionale Elektronengas des Feld-Effekt-Transistors aus Silizium, mit dem K. von Klitzing am 5. Februar 1980 den Quanten-Hall-Effekt entdeckt hat. Die glatte Widerstandskurve ohne Stufen wurde ohne Magnetfeld beobachtet. (K. von Klitzing)

die Landau-Niveaus nacheinander mit beweglichen Ladungsträgern aufgefüllt. Gleichzeitig fällt der Hall-Widerstand ab, wobei dieser Abfall aber immer dann unterbrochen wird und ein exakt konstanter Widerstandswert erscheint, wenn gerade ein Landau-Niveau aufgefüllt ist, und das nächste Niveau aber noch nicht erreicht werden kann. Auf diese Weise ergeben sich die exakt quantisierten Werte des Hall-Widerstands $(1/n) (h/e^2)$, die von Klitzing von seiner Messkurve ablesen konnte. Hierbei ist n eine ganze Zahl, wie 2, 3, 4 usw. Die Größe h ist die Planck'sche Konstante und e die Ladung eines Elektrons. Für die Einheit des quantisierten Hall-Widerstands erhielt von Klitzing den Wert $h/e^2 = 25813$ Ohm. Ihm war damit die bahnbrechende Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts gelungen.

Schon von der ersten Stunde an bestand Klarheit darüber, dass der quantisierte Wert des Widerstands beim Quanten-Hall-Effekt sich ausgezeichnet für eine neue Quanten-Definition der elektrischen Widerstandseinheit eignet. Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Braunschweig, sowie die staatlichen Eichämter in anderen Ländern haben diese Möglichkeit auch bald aufgegriffen. Seit dem 1.1.1990 ist die sogenannte von-Klitzing-Konstante h/e^2 die gesetzliche Definition der Einheit des elektrischen Widerstands auf der Basis des Quanten-Hall-Effekts. Die Genauigkeit bei der Bestimmung der von-Klitzing-Konstante war auch noch weiter erhöht worden, und der offizielle Wert beträgt $h/e^2 = 25812.807$ Ohm.

Von Klitzing war aber nicht der erste, der stufenartige Strukturen beim Hall-Widerstand und Oszillationen beim elektrischen Widerstand in der Richtung des Stroms in Abhängigkeit von der Gate-Spannung an einem Feld-Effekt-Transistor beobachtet hatte. In Tokio hatte die japanische Gruppe von S. Kawaji schon wenige Jahre vorher ähnliche, wenn auch nicht so deutlich ausgeprägte Kurven wie von Klitzing erhalten. Die fundamentale Bedeutung ihrer Ergebnisse im Hinblick auf eine nur aus zwei Naturkonstanten bestehende quantisierte Widerstandsgröße war dieser Gruppe jedoch entgangen.

Durch den Quanten-Hall-Effekt hat das sogenannte zweidimensionale Elektronengas an der Oberfläche eines Halbleiters besondere Berühmtheit erlangt. Die theoretische Diskussion ist auch mehr als 20 Jahre nach der Entdeckung des Effekts aber immer noch nicht abgeschlossen. Die quantisierten Werte des Hall-Widerstands ($1/n$) (h/e^2) lassen sich zwar anhand der Idee des Auffüllens der Landau-Niveaus mit ansteigender Gate-Spannung schnell herleiten, alle Einzelheiten bei den gemessenen Kurven sind aber noch nicht eindeutig theoretisch geklärt.

Die Erforschung der Physik des zweidimensionalen Elektronengases in hohen Magnetfeldern hat weiteren starken Auftrieb auch durch die ständigen Fortschritte bei der Präparation der Halbleiter Materialien erhalten. Von besonderem Interesse war hierbei die Suche nach dem sogenannten Wigner-Kristall. Eugene P. Wigner hatte schon 1938 theoretisch vorhergesagt, dass Elektronen bei genügend tiefen Temperaturen ein perfekt geordnetes Kristallgitter bilden, wenn sie auf einen zweidimensionalen Körper wie beispielsweise eine Halbleiter Oberfläche eingeschränkt sind. Der Silizium Feld-Effekt-Transistor schien für eine experimentelle Untersuchung dieses Kristallisationsphänomens in seiner Qualität noch nicht auszureichen. Die Situation verbesserte sich aber wesentlich, als gegen Ende der 70er Jahre sogenannte modulationsdotierte, einkristalline Halbleiterschichten hergestellt werden konnten. Der Modulationsdotierung von Halbleitern liegt die einleuchtende Idee zugrunde, die beweglichen Elektronen und die Donator-Störstellen, aus denen sie stammen, voneinander räumlich zu trennen. Hierdurch kann insbesondere bei tiefen Temperaturen erreicht werden, dass sich die Elektronen im Halbleiter besonders schnell und ungestört fortbewegen können. Von derartigen sogenannten Heterostrukturen versprach man sich daher auch besonders schnelle und rauscharme Transistoren, sodass damals weltweit in vielen Laboratorien an dieser Entwicklung gearbeitet wurde. In diesem Zusammenhang waren vor allem einkristalline Schichten des III-V Halbleiters Galliumarsenid (GaAs) in Kombination mit einer durch einen Zusatz von Aluminium modifizierten Galliumarsenid-Schicht ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) interessant. Beispielsweise werden Silizium Donatoratome (mit vier Elektronen in der äußeren Hülle) gezielt auf die Plätze der Gallium- oder Aluminium-Atome (mit jeweils nur drei Elektronen in der äußeren Hülle) in der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht eingebracht. Die Überschuss-Elektronen von den Silizium Donatoren werden dann in das energetisch tiefer liegende Leitungsband der benachbarten GaAs-Schicht abgegeben, wo sie sich relativ ungestört fortbewegen können.

Zum ersten Mal gelang es 1978/79 auch auf der Basis dieser letztgenannten neuen Materialien an einer Grenzfläche zwischen GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ein zweidimensionales Elektronengas zu realisieren. Pionierarbeiten bei der Präparation der einkristallinen und nahezu atomare Genauigkeit besitzenden Halbleiterschichten haben hier der Deutsche Horst L. Stormer zusammen mit seinen amerikanischen Kollegen C. Gossard und Raymond Dingle an den Bell Laboratorien, sowie auch G. Abstreiter und K. Ploog am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart geleistet. Der in China geborene Daniel Tsui, damals ebenfalls Mitarbeiter der Bell Laboratorien, überredete seinen Kollegen H. L. Stormer schon bald, mit den neuen, vielversprechenden Halbleiter Schichten elektrische Messungen bei möglichst hohen Magnetfeldern und möglichst tiefen Temperaturen durchzuführen. Besonders geeignet hierfür erschien beiden das Francis Bitter Hochfeld-Magnetlabor am berühmten MIT im Bundesstaat Massachusetts. Hier konnten Magnetfelder bis etwa zum Millionenfachen des Erdmagnetfelds mit Spulen erzeugt werden. Dort führten sie dann ihre Experimente durch, bei denen sie das Magnetfeld variierten, während die Dichte des zweidimensionalen Elektronen-

gases in der Grenzfläche ihrer Heterostruktur-Probe konstant blieb. Bei Abkühlung auf etwa 2 Kelvin fanden sie wie erwartet die horizontalen Stufen des Hall-Widerstands, die man vom Quanten-Hall-Effekt schon kannte. Als sie ihre Probe aber weiter bis unter 0,5 Kelvin abkühlten, entdeckten sie im höchsten Magnetfeldbereich etwas völlig neues: jetzt tauchte eine Stufe bei dem Hall-Widerstand $3(h/e^2)$ auf, also bei $n = 1/3$, wenn wir den Hall-Widerstand in der oben verwendeten Form $(1/n) (h/e^2)$ ausdrücken. Im Laufe der darauffolgenden Jahre wurden noch weitere Plateaus beim Hall-Widerstand mit anderen gebrochenen Zahlenwerten für n , wie $1/3, 2/3, 2/5, 3/5, 3/7, 4/7$, usw., gefunden. In allen Fällen waren die Hall-Widerstände $(1/n) (h/e^2)$ mit den gebrochenen Werten von n mit der gleichen Präzision erschienen wie beim Quanten-Hall-Effekt mit den ganzzahligen Werten von n . Ähnlich wie bei dem letztgenannten Effekt beobachteten Tsui und Störmer, dass der in Richtung des Stroms gemessene elektrische Widerstand ebenfalls immer auf Werte nahe bei Null abfiel, wenn ein horizontales Plateau beim Hall-Widerstand erreicht wurde. Die Entdeckung von Tsui und Störmer wurde dann als fraktionierter Quanten-Hall-Effekt bezeichnet. Im Gegensatz hierzu spricht man bei dem Effekt, den K. von Klitzing entdeckt hatte, von dem integralen oder ganzzahligen Quanten-Hall-Effekt.

Wie wir schon diskutiert haben, werden die Elektronen durch die Lorentz-Kraft auf Kreisbahnen gezwungen, wenn sie sich senkrecht zum Magnetfeld bewegen. Bei den oben besprochenen Experimenten war das Magnetfeld stets in der Richtung senkrecht zur Ebene des zweidimensionalen Elektronengases orientiert, sodass die Kreisbahnen ebenfalls innerhalb dieser Ebene lagen. Der Durchmesser der Kreisbahnen ist umgekehrt proportional zur Stärke des Magnetfelds. Mit wachsendem Magnetfeld ziehen sich diese Kreisbahnen zusammen und erreichen schließlich einen Durchmesser, der kleiner ist als der mittlere Abstand der Elektronen voneinander. Bei tiefen Temperaturen besetzen alle Elektronen in diesem Fall nur das niedrigste Landau-Niveau, und wir haben es mit dem sogenannten extremen Quanten-Grenzfall zu tun. Auf der anderen Seite verlangt die Eindeutigkeit der quantenmechanischen Wellenfunktion der Elektronen, dass der magnetische Fluss, der das zweidimensionale Elektronengas durchsetzt, in Einheiten des magnetischen Flussquants (h/e) quantisiert ist. Die Beobachtung des fraktionierten Quanten-Hall-Effekts deutet an, dass die Elektronen in ihrer zweidimensionalen Anordnung ganz bestimmte Abstände voneinander bevorzugen. Bei diesen bevorzugten Abständen nimmt das Verhältnis n aus der Zahl der magnetischen Flussquanten pro Flächeneinheit und der Anzahl der Elektronen pro Flächeneinheit genau rationale Zahlenwerte wie die oben angegebenen Zahlenbrüche aus zwei ganzen Zahlen an. Magnetische Flussquanten und Elektronen stehen in einer engen Beziehung zueinander. Ferner kann man aus den experimentellen Beobachtungen auf die Existenz einer Lücke im Energiespektrum des Elektronensystems schließen, ähnlich wie beim integralen Quanten Hall-Effekt. Im vorliegenden Fall spielt aber offenbar die Wechselwirkung der Elektronen untereinander auch eine entscheidende Rolle. In hohen Magnetfeldern scheinen die Elektronen zusammen mit den magnetischen Flussquanten in eine neuartige Quantenflüssigkeit zu kondensieren.

Zur Beschreibung dieses neuen Vielteilchen-Grundzustands hat der heute an der Stanford University in Kalifornien arbeitende Amerikaner Robert Laughlin eine verblüffend einfache Vielteilchen-Wellenfunktion vorgeschlagen, mit der sich viele Aspekte der experimentellen Ergebnisse erklären lassen. Insbesondere konnte Laughlin die ausschließlich ungeraden Zahlenwerte im Nenner der rationalen Zahlen n für das oben diskutierte Verhältnis durch die Bedingung der Antisymmetrie der Gesamtwellenfunktion erklären. Die experimentelle und

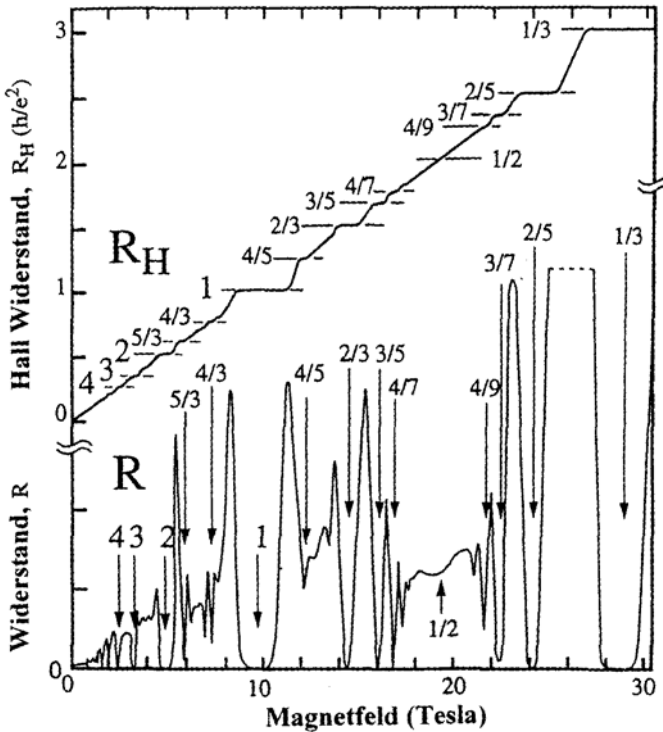


Abbildung 7.5: Fraktionierter Quanten-Hall-Effekt im zweidimensionalen Elektronengas einer modulationsdotierten GaAs/AlGaAs-Halbleiter-Heterostruktur bei einer Temperatur von etwa 0,1 Kelvin. Der elektrische Widerstand R und der Hall-Widerstand R_H sind in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgetragen. Der Hall-Widerstand zeigt viele Plateaus mit den angegebenen gebrochenen Zahlenwerten von n , wenn für den quantisierten Hall-Widerstand die Schreibweise $(1/n)$ (h/e^2) benutzt wird (Horst L. Störmer).

theoretische Behandlung des fraktionierten Quanten-Hall-Effekts hat inzwischen zu Ansätzen über neuartige aus magnetischen Flussquanten und Elektronen zusammengesetzte Teilchen geführt, die als kollektive energetische Anregung im zweidimensionalen Elektronengas erscheinen können.

Bevor wir unsere Diskussion der hohen Magnetfelder beschließen, wollen wir noch die verwendeten Magnetspulen und die damit verbundene Entwicklung etwas näher betrachten. Magnetspulen, die aus supraleitenden Drähten gewickelt sind, gibt es seit den 60er Jahren. Damals hat ein entscheidender Fortschritt bei der Herstellung von den sogenannten technischen Supraleitern stattgefunden. Seitdem findet man supraleitende Magnete in vielen Laboratorien, und die Experimente bei hohen Magnetfeldern sind viel einfacher geworden als vorher. Um den Temperaturbereich der Supraleitung zu erreichen, werden die Magnetspulen mit flüssigem Helium auf 4 Kelvin gekühlt. Die supraleitenden Materialien wollen wir im nächsten Kapitel noch genauer besprechen. Supraleitungsmagnete, die Magnetfelder bis etwa

zum Einmillionenfachen des Erdmagnetfelds erzeugen, gehören heute schon zur Standardausrüstung der entsprechenden Labors. Durch besondere Konstruktionsmaßnahmen kann in sogenannten Hybrid-Magneten das Magnetfeld noch auf ungefähr das Doppelte weiter erhöht werden. Im Laufe der Jahre sind verschiedene Zentren, meist auf nationaler Basis, gegründet worden, in denen bei sehr hohen Magnetfeldern experimentiert werden kann. Das deutsch-französische Hochfeld-Magnetlabor in Grenoble und das amerikanische Francis Bitter Laboratorium am MIT in Cambridge haben wir schon erwähnt. Als Fortentwicklung aus dem letztgenannten Labor besteht in den USA schon seit einigen Jahren das Nationale Hochfeld-Magnet-Laboratorium an der Florida State University in Tallahassee im Bundesstaat Florida. Weitere spezielle Einrichtungen für hohe Magnetfelder befinden sich in Nijmegen in Holland sowie in Sendai und in Tsukuba in Japan.

Schon in den 20er und 30er Jahren gab es Laboratorien, in denen Experimente bei hohen Magnetfeldern durchgeführt wurden. Der Franzose Aime Cotton hatte in der Nähe von Paris einen riesigen Elektromagnet konstruiert, und der Amerikaner Francis Bitter baute große Elektromagnete am MIT in Cambridge. Der Russe P. L. Kapitza entwickelte im englischen Cambridge gepulste Elektromagnete. Neben dem benötigten elektrischen Strom war in allen Fällen auch der Verbrauch an Kühlwasser enorm hoch, da die Magnetspulen noch nicht aus Supraleitern hergestellt waren und im Betrieb eine große Wärmeentwicklung aufwiesen.

Der Russe Pjotr Leonidovich Kapitza hatte am Polytechnischen Institut in St. Petersburg studiert, wo er von A. F. Ioffe betreut worden war. Im Jahr 1921 kam er mit 27 Jahren zu Ernest Rutherford nach Cambridge in England, um die aktuellen Entwicklungen in der Physik kennen zu lernen. In Cambridge machte er eine außerordentlich steile Karriere und wurde 1930 Direktor des neu eingerichteten Mond-Laboratoriums. Er interessierte sich damals für starke Magnetfelder, um die Spuren von Alphateilchen abzulenken. Daher baute er einen speziellen Pulsgenerator, mit dem er in einer gepulsten Spule die damals höchsten Magnetfelder erzeugen konnte. Er war damit der erste, der diese Pulstechnik einsetzte, um hohe Magnetfelder zu erhalten. Inzwischen ist diese Methode von verschiedenen Gruppen zu einem hohen Stand weiter entwickelt worden. Kapitza entdeckte unter anderem das nach ihm benannte Gesetz des linearen Anwachsens des elektrischen Widerstands in hohen Magnetfeldern. Schon bald wandte er sich der Tieftemperaturphysik zu. Als er während der Stalin-Ära im Jahr 1934 wieder einmal in seine russische Heimat fuhr, um seine Mutter in Moskau zu besuchen, verboten ihm die Behörden, nach England zurückzukehren. Statt dessen baute man für ihn ein neues Institut in Moskau. Sein Institut für Physikalische Probleme wurde später sehr berühmt. Im Jahr 1937 gelang es Kapitza, den theoretischen Physiker L. D. Landau aus Charkow in der Ukraine an sein Institut nach Moskau zu holen. Während dieser Zeit der politischen Verfolgungen in der damaligen Sowjetunion wurde auch Landau schon im folgenden Jahr verhaftet. Nur durch persönliche Intervention bei Stalin gelang es Kapitza erst nach einem Jahr, Landau wieder aus dem Gefängnis zu holen. Landau ist anschließend die herausragende Vaterfigur in der russischen theoretischen Physik geworden. Der russische Experimentalphysiker L. V. Shubnikov, ebenfalls aus Charkow und ein enger Freund von Landau, hatte damals nicht so viel Glück nach seiner Verhaftung wie Landau. Nach dreimonatiger Untersuchungshaft wurde er zum Tode verurteilt und am 10. November 1937 erschossen. Shubnikov hatte 1931 am Ukrainischen Physikalisch-Technischen Institut in Charkow den Aufbau des ersten Tieftemperaturlabors in der Sowjetunion eingeleitet. Hier konnte dann auch im Temperaturbereich des flüssigen He-

liums experimentiert werden, ähnlich wie damals nur noch in Leiden, Toronto und Berlin. Shubnikov ist durch seine Pionierarbeiten zur Supraleitung besonders hervorgetreten.

Gepulste hohe Magnetfelder, wie sie Kapitza zum ersten Mal verwendet hatte, besitzen auch heute noch besondere Aktualität. So ist beispielsweise im deutschen Forschungszentrum in Rossendorf bei Dresden gegenwärtig eine gesamte Anlage geplant, die aus drei Magnetspulen besteht mit jeweils verschiedener Maximalstärke des Magnetfelds und verschiedener Pulsdauer.

8 Der Rekord: Supraleiter

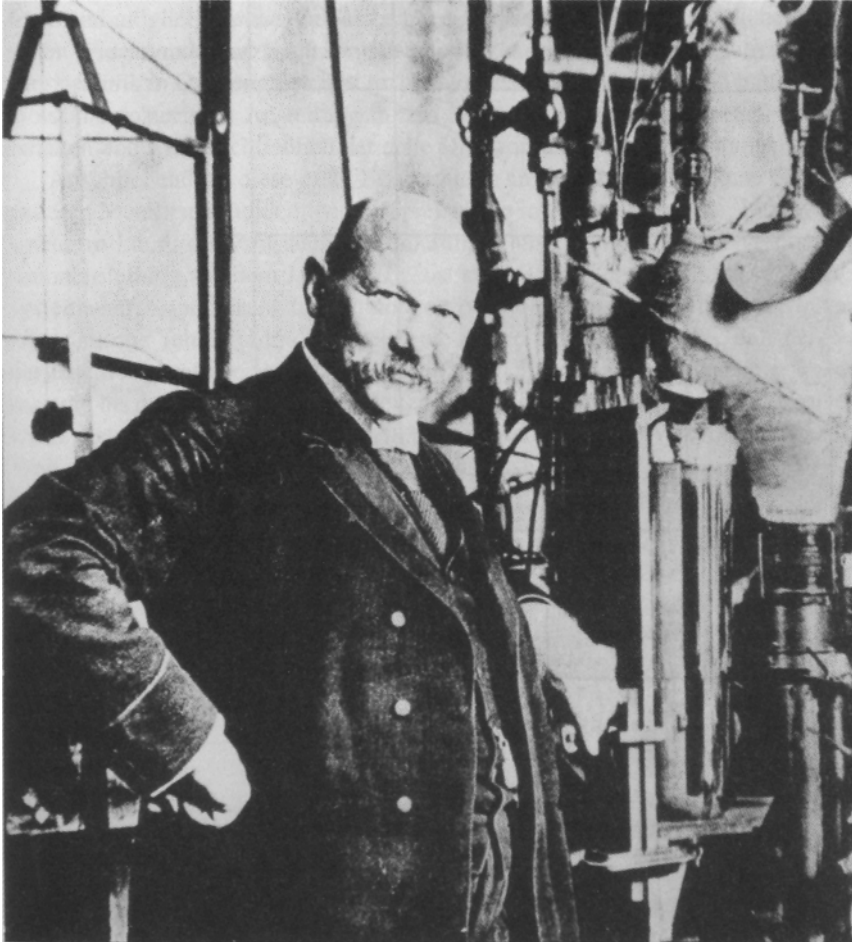


Abbildung 3.1: Der holländische Physiker Heike Kamerlingh Onnes. In Leiden verflüssigte er 1908 zum ersten Mal das Edelgas Helium. Drei Jahre später entdeckte er die Supraleitung. (Foto: Kamerlingh Onnes Laboratorium, Universität Leiden)

Nur drei Jahre nachdem es Kamerlingh Onnes in Leiden gelungen war, das Edelgas Helium zu verflüssigen und dadurch bei der Abkühlung auf tiefe Temperaturen den damaligen Kälterekord von 4 Kelvin (minus 269 °Celsius) zu erzielen, machte er im Jahr 1911 eine überraschende Entdeckung: unterhalb einer bestimmten Temperatur kann der elektrische Widerstand von Metallen praktisch völlig verschwinden und ist experimentell nicht mehr nachweisbar. Zum ersten Mal war das Phänomen der sogenannten Supraleitung, wie es dann anschließend genannt wurde, beobachtet worden.

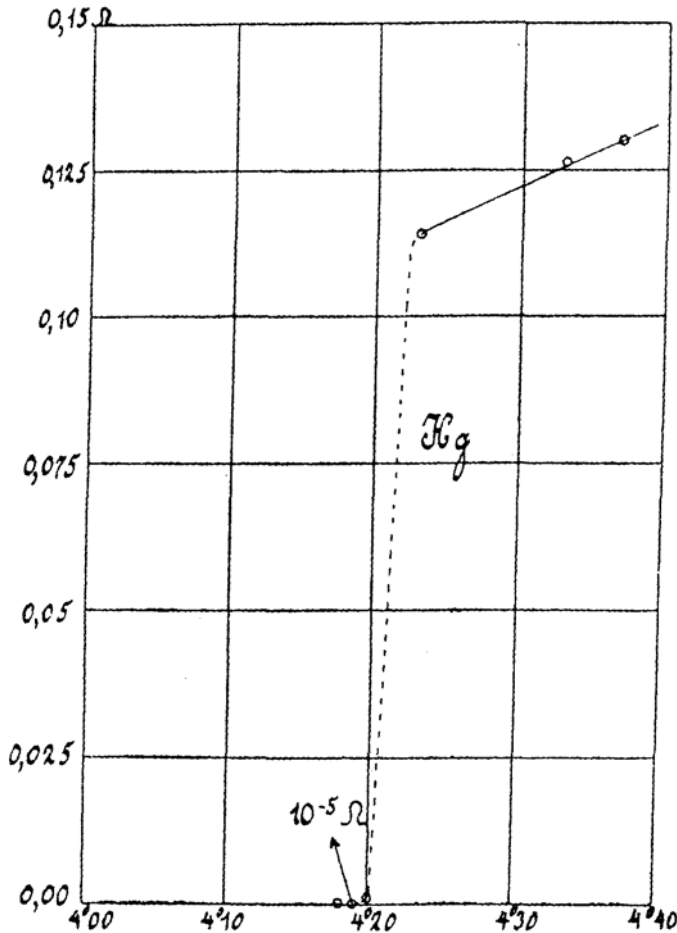


Abbildung 8.2: Entdeckung der Supraleitung. Elektrischer Widerstand in Ohm einer Quecksilber Probe aufgetragen in Abhängigkeit von der Temperatur in Kelvin. (H. Kamerlingh Onnes)

Nachdem Kamerlingh Onnes seine Experimente auf den neu erschlossenen Bereich von deutlich tieferen Temperaturen als bis dahin möglich ausdehnen konnte, interessierte er sich unter anderem auch dafür, wie sich der elektrische Widerstand von Metallen bei diesen tiefen Temperaturen verändert. Für derartige Messungen schien Quecksilber als Metall besonders

günstig zu sein, da es wegen seines niedrigen Schmelzpunktes (bei Zimmertemperatur ist es bereits flüssig) verhältnismäßig gut in hochreiner Form hergestellt werden kann. Die pionierartige Untersuchung sollte schließlich an einem Material erfolgen, das möglichst wenig störende Verunreinigungen enthielt. Für die ersten Messungen wurde deshalb eine mit Quecksilber gefüllte dünne Glaskapillare verwendet. Als der von Kamerlingh Onnes mit dem Experiment beauftragte Student Gilles Holst die Kapillare mit Quecksilber abkühlte, beobachtete er wie der elektrische Widerstand der Probe mit sinkender Temperatur abnahm. Als aber schließlich die Temperatur von 4 Kelvin erreicht war, zeigte die Kurve einen scharfen Knick, und der Widerstand fiel abrupt auf einen unmessbar kleinen Wert. Zunächst gab es noch einige Irritationen, da vermutet wurde, dass die elektrische Schaltung der Messanordnung einen Fehler hatte und möglicherweise ein Kurzschluss die Ursache für den plötzlichen Abfall des elektrischen Widerstands war. Nach sorgfältigen Kontrollen war man allmählich aber sicher, dass die Messtechnik in Ordnung war und man ein neues Phänomen entdeckt hatte. Der Student Gilles Holst hat später eine Anstellung in den N. V. Philips' Gloeilampenfabriken in Eindhoven erhalten und wurde schließlich der erste Direktor der Philips Forschungslaboratorien.

Anschließend an diese erste Beobachtung in Quecksilber hat man Supraleitung auch in anderen Metallen gefunden, wie beispielsweise in Aluminium, Blei, Indium, Zink, und Zinn, sowie im Laufe der Zeit auch in Legierungen und in metallischen Verbindungen. Eine Zusammenstellung aus dem Jahr 1969 weist etwa 350 unterschiedliche supraleitende Materialsysteme auf. Supraleitung tritt immer erst bei Abkühlung unter eine materialspezifische, charakteristische Temperatur, die sogenannte kritische Temperatur T_C , auf. Seit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung, die wir im nächsten Kapitel besprechen werden, bezeichnet man die bis dahin bekannten supraleitenden Materialien als sogenannte klassische Supraleiter. Unter diesen klassischen Supraleitern besitzt die metallische Verbindung Nb_3Ge den höchsten Wert der kritischen Temperatur mit $T_C = 23,2$ Kelvin.

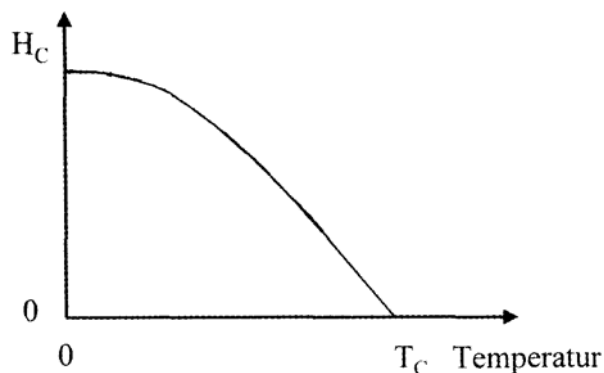


Abbildung 8.3: Temperaturabhängigkeit des kritischen Magnetfelds H_C (schematisch)

Nach seiner Entdeckung, dass elektrischer Strom durch einen Supraleiter ohne elektrischen Widerstand transportiert werden kann, schmiedete Kamerlingh Onnes schon bald Pläne, das Phänomen der Supraleitung bei der Anlieferung und Verteilung von elektrischer Energie in Kabeln technisch zu nutzen. Zu seiner Enttäuschung musste er aber bei den ersten Versuchen feststellen, dass die Supraleitungseigenschaft durch ein Magnetfeld reduziert wird und oberhalb eines bestimmten Magnetfeldes, dem sogenannten kritischen Magnetfeld H_C , verschwindet. Ein äußeres Magnetfeld wirkt hierbei genau so wie das von dem elektrischen Strom im

Supraleiter selbst erzeugte Magnetfeld, das sogenannte Eigenfeld. Das kritische Magnetfeld $H_c(T)$ verschwindet bei der kritischen Temperatur T_c und steigt unterhalb T_c mit abnehmender Temperatur an. Seinen Maximalwert erreicht es bei der Temperatur Null Kelvin. In vielen klassischen Supraleitern liegt dieser Maximalwert im Bereich zwischen dem Hundertfachen bis Fünftausendfachen des Erdmagnetfelds.

Durch das Eigenfeld des transportierten elektrischen Stroms wird die maximale Stromstärke begrenzt, bis zu der die Supraleitung aufrecht erhalten bleibt. Diese maximale Stromstärke in einem Supraleiter wird mit kritischer Stromstärke I_c bezeichnet. Im einfachsten Fall wird die kritische Stromstärke erreicht, wenn das magnetische Eigenfeld des Stroms gleich dem kritischen Feld H_c ist. Dieser Zusammenhang wird auch Silsbee'sche Regel genannt. Diese deutliche Einschränkung bei der Möglichkeit, große elektrische Ströme in Supraleitern zu transportieren, hat viele Jahre die technische Anwendung der Supraleitung behindert. Dies änderte sich erst in den 60er Jahren, als neue supraleitende Materialien gefunden wurden mit günstigeren Eigenschaften und relativ hohen Werten für die kritischen Magnetfelder und die kritischen Stromstärken. Wir werden am Ende dieses Kapitels hierauf zurück kommen.



Abbildung 3.4: Walther Meissner (Foto: Physikalisch Technische Bundesanstalt, Institut Berlin).

Im Jahr 1933 machten Walther Meissner und sein Mitarbeiter R. Ochsenfeld an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Charlottenburg eine für die weitere Entwicklung höchst folgenschwere Entdeckung: befindet sich ein Supraleiter in einem Magnetfeld, so wird beim Übergang in den supraleitenden Zustand das Magnetfeld aus dem Supraleiter herausgedrängt und verschwindet in seinem Inneren. Dieses Phänomen wird seither als Meissner-Effekt bezeichnet. W. Meissner war damals nach der Pionierleistung von Kamerlingh Onnes in Leiden einer der ersten, der das Edelgas Helium ebenfalls verflüssigen konnte und ein entsprechend ausgerüstetes Tieftemperatur-Laboratorium leitete. Immerhin hatte

es 15 Jahre gedauert, bis außerhalb Leiden auch an einem weiteren Platz, nämlich in Toronto, mit der Heliumverflüssigung begonnen wurde. Das Tieftemperatur-Laboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt war dann weltweit der dritte Ort. Schon bald nachdem der Meissner-Effekt bekannt worden war, haben C. J. Gorter und H. B. G. Casimir in Holland eine wichtige Folgerung aus seiner Existenz gezogen. Die magnetische Feldverdrängung aus dem Inneren des Supraleiters aufgrund des Meissner-Effekts bedeutet, dass der supraleitende Zustand ein sogenannter thermodynamischer Gleichgewichtszustand ist, der per Definition unabhängig davon ist, auf welchem Weg man diesen Zustand durch Veränderung des Magnetfelds und der Temperatur erreicht hat. Am Ende muss die Temperatur T nur kleiner als die kritische Temperatur T_C und das Magnetfeld nur kleiner als das kritische Magnetfeld $H_C(T)$ sein. Gorter und Casimir haben außerdem gezeigt, dass die Geltung des Meissner-Effekts die Möglichkeit eröffnet, den Energieunterschied zwischen dem sogenannten normalen (nicht supraleitenden) und dem supraleitenden Zustand genau zu berechnen. Dieser Energieunterschied ist proportional zum Quadrat des kritischen Magnetfelds, $H_C^2(T)$. Jetzt konnte man den Energiegewinn für die Elektronen zum ersten Mal angeben, der ihren supraleitenden Zustand begünstigt.

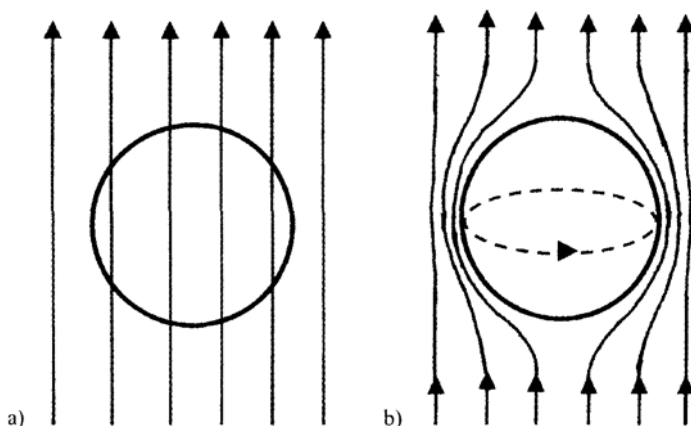
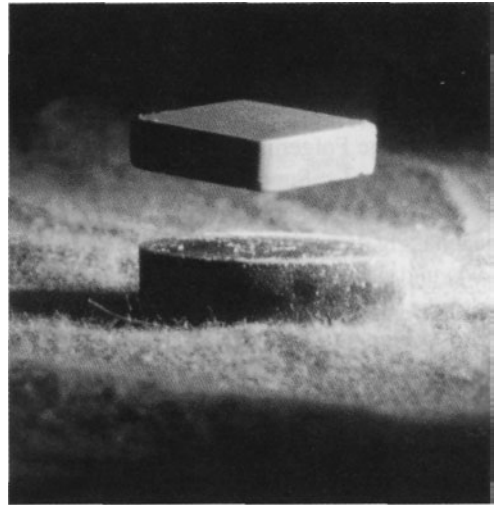


Abbildung 8.5: Meissner-Effekt. (a) Der kugelförmige Supraleiter wird im Normalzustand oberhalb seiner kritischen Temperatur von dem äußeren Magnetfeld durchsetzt, (b) Unterhalb der kritischen Temperatur verdrängt der Supraleiter das Magnetfeld vollständig aus seinem Innern solange das kritische Magnetfeld nicht überschritten wird. Die Feldverdrängung erfolgt durch elektrische Ströme, die an der Oberfläche um den Supraleiter verlustfrei herumfließen und das Innere des Supraleiters gegen das Magnetfeld abschirmen.

Um den Meissner-Effekt aufrecht zu erhalten, müssen an der Oberfläche des Supraleiters elektrische Ströme fließen, die wie bei einer elektrischen Spule ein Magnetfeld erzeugen, das dem ursprünglich vorhandenen Magnetfeld genau entgegen gerichtet ist und es exakt kompensiert. Diese sogenannten Abschirmströme müssen verlustfrei, d. h. ohne elektrischen Widerstand, fließen, da andernfalls der supraleitende Zustand im Magnetfeld nicht beliebig lange bestehen bleiben kann. Den Fall von elektrischen Abschirmströmen, die mit Verlusten behaftet sind, haben wir in jedem nicht supraleitenden elektrischen Leiter wie beispielsweise

Abbildung 8.6: Demonstration des Meissner-Effekts. Ein auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs abgekühlter kleiner Würfel aus einem Hochtemperatur-Supraleiter schwebt über einer ferromagnetischen Scheibe. Zwischen diesem Magnet und den durch den Meissner-Effekt induzierten Abschirmströmen im Supraleiter besteht eine abstoßende Kraft. (Foto: Rainer Sträub)



Kupfer. Wird dieser Leiter plötzlich in ein Magnetfeld gebracht, fließen an seiner Oberfläche am Anfang ebenfalls Abschirmströme, die das Magnetfeld aus dem Inneren des Leiters verdrängen. Wegen der jetzt aber auftretenden elektrischen Verluste nehmen die Abschirmströme mit der Zeit ab, und das Magnetfeld dringt vollständig in den elektrischen Leiter ein. Die Dauer für diesen Abklingprozess der Abschirmströme ist umso länger, je größer die elektrische Leitfähigkeit des Leiters ist.

Aus unseren Erläuterungen geht klar hervor, dass der Meissner Effekt das Fließen von supraleitenden Abschirmströmen erfordert. Supraleitung ist also die notwendige Folge aus der Existenz des Meissner-Effekts. Der umgekehrte Schluss, dass für ein Material mit verschwindendem elektrischen Widerstand notwendig die Existenz des Meissner-Effekts folgt, ist aber unzulässig. Der Meissner Effekt ist daher für die Supraleitung grundlegender als das Verschwinden des elektrischen Widerstands. Bei dem Namen „Supraleitung“ rückt allerdings die letztgenannte Eigenschaft in den Vordergrund.

Die supraleitenden Abschirmströme an der Oberfläche können keine beliebig hohe oder sogar unendliche Dichte des elektrischen Stromflusses annehmen, sondern müssen auf einen endlichen Wert der Stromdichte begrenzt bleiben. Dies hat zur Folge, dass die Abschirmströme eine Schicht bestimmter Dicke an der Oberfläche benötigen, und dass das Magnetfeld auch bei der Existenz des Meissner-Effekts eine kleine aber endliche Strecke in den Supraleiter eindringt. Die Dicke dieser Schicht wird als sogenannte magnetische Eindringtiefe bezeichnet. Im folgenden wollen wir sie mit dem Symbol λ_m kennzeichnen. Die magnetische Eindringtiefe liegt bei vielen Supraleitern typischerweise im Bereich $\lambda_m = 40\text{--}60$ nm. Bei Annäherung an die kritische Temperatur T_C wächst sie stark an. Die magnetische Eindringtiefe ist eine wichtige materialspezifische räumliche Länge, die bei vielen Eigenschaften der Supraleiter eine Rolle spielt. Die endliche magnetische Eindringtiefe führt beispielsweise dazu, dass eine Ansammlung von kleinen supraleitenden Körnern, mit einem Durchmesser jedes Kornes von ähnlicher Größe wie die magnetische Eindringtiefe, insgesamt nur einen deutlich

abgeschwächten Meissner-Effekt zeigt, da der magnetisch abgeschirmte Volumenbruchteil bei jedem einzelnen Korn entsprechend reduziert ist.

Ein supraleitender Ringstrom, ähnlich wie er als Abschirmstrom den Meissner-Effekt verursacht, kann auch dazu dienen, in einem einfachen Experiment herauszufinden, wie genau der elektrische Widerstand im Supraleiter wirklich Null ist, oder ob noch ein endlicher Restwiderstand übrig bleibt. Die übliche Widerstandsmessung anhand des elektrischen Spannungsabfalls bei einem stromdurchflossenen Leiter reicht hierfür nicht aus, da die elektrische Spannung für diese Methode unmessbar klein sein kann. Anstelle dieser konventionellen Widerstandsmessung kann man aber auch in einem supraleitenden Ring durch magnetische Induktion einen elektrischen Ringstrom anwerfen. Der Ringstrom erzeugt wie bei einer elektrischen Spule ein Magnetfeld, das man nur nachzuweisen braucht. Die Aufgabe besteht jetzt darin, festzustellen, wie lange das Magnetfeld des Ringstroms aufrecht erhalten bleibt. Je länger die Laufzeit des Stroms dauert, während der noch kein Abfall des erzeugten Magnetfelds zu beobachten ist, umso näher muss der elektrische Widerstand des supraleitenden Rings bei Null liegen. Die beiden Amerikaner D. J. Quinn und W. B. Ittner haben im Jahr 1961 eine besonders fortgeschrittene Version eines solchen Experiments durchgeführt. Mit Hilfe von zwei nacheinander abgeschiedenen Bleischichten stellten sie eine dünne supraleitende Röhre aus Blei her und untersuchten dann den zeitlichen Abfall des eingefangenen magnetischen Flusses in der Röhre über einen Zeitraum von sieben Stunden. Aus ihren Messungen ergab sich bei einer Temperatur von 4 Kelvin als Obergrenze des spezifischen elektrischen Widerstands von supraleitendem Blei der Wert $3,6 \times 10^{-33}$ Ohm cm. Dieser Wert ist etwa 17 Zehnerpotenzen kleiner als der spezifische Widerstand eines unserer besten metallischen Leiter, Kupfer, bei Zimmertemperatur.

Eine phänomenologische Theorie der Supraleitung haben die Brüder Fritz und Heinz London im Jahr 1935 vorgeschlagen. Ihre Theorie erklärte insbesondere den Meissner-Effekt und die Größe der magnetischen Eindringtiefe λ_m .

Neben der magnetischen Eindringtiefe spielt in Supraleitern eine zweite charakteristische Länge eine fundamentale Rolle: die sogenannte Kohärenzlänge ξ . Diese Länge kennzeichnet die kleinstmögliche räumliche Strecke, auf der sich die Eigenschaft der Supraleitung wesentlich ändern kann. Als erster hat der Engländer A. B. Pippard im Jahr 1950 auf diese räumliche Starrheit bei der Supraleitung hingewiesen. Einen anderen Zugang zur Frage der räumlichen Kohärenz der Supraleitung haben die beiden Russen V. L. Ginzburg und L. D. Landau ebenfalls 1950 entwickelt. Die sogenannte Ginzburg-Landau-Theorie geht von einem thermodynamischen Energieansatz aus, in Verbindung mit Landau's allgemeinem Konzept der Phasenumwandlungen höherer Ordnung. Die Supraleitungseigenschaft wird durch eine Wellenfunktion Ψ ausgedrückt.

Zunächst hatte man geglaubt, dass die beiden charakteristischen Längen λ_m und ξ immer nur in der Reihenfolge vorkommen, dass die Kohärenzlänge ξ größer als die magnetische Eindringtiefe λ_m ist. Dies hing insbesondere mit folgender Tatsache zusammen. In seiner einfachsten Form wird der Meissner-Effekt nur beobachtet, wenn durch die Feldverdrängung das Magnetfeld in der nächsten Umgebung des Supraleiters praktisch unverändert bleibt. Ein solcher Fall liegt aber nur vor, wenn die Form des Supraleiters dünn und lang ist, und wenn seine Längsrichtung parallel zum Magnetfeld orientiert ist. Im anderen Fall, wenn der Supraleiter beispielsweise die Form einer dünnen Platte besitzt, die quer zum Magnetfeld liegt, wird durch die Feldverdrängung das Magnetfeld am Außenrand der Platte stark erhöht, sodass es

schnell größer als das kritische Magnetfeld $H_c(T)$ wird. Die vollständige Verdrängung des Magnetfelds kann jetzt nicht mehr aufrecht erhalten werden, und magnetischer Fluss dringt in den Supraleiter ein. Wie L. D. Landau im Jahr 1937 zum ersten Mal vorgeschlagen hat, wird als Folge ein neuer sogenannter Zwischenzustand gebildet, bei dem normale Domänen mit dem lokalen Magnetfeld H_c und supraleitende Domänen mit dem lokalen Magnetfeld Null nebeneinander existieren. Die Grenzflächen zwischen den Domänen sind wie bei allen räumlichen Domänenbildungen mit einer Wandenergie behaftet. Wie man aus der oben genannten Ginzburg-Landau-Theorie herleiten kann, ist diese Wandenergie proportional zur Längendifferenz $\xi - \lambda_m$. Da zunächst vermutet wurde, dass die Wandenergie immer positiv ist, und somit die Bildung einer Domänenwand immer einen Energieaufwand erfordert, hatte man geschlossen, dass die Kohärenzlänge ξ größer als die magnetische Eindringtiefe λ_m sein muss.

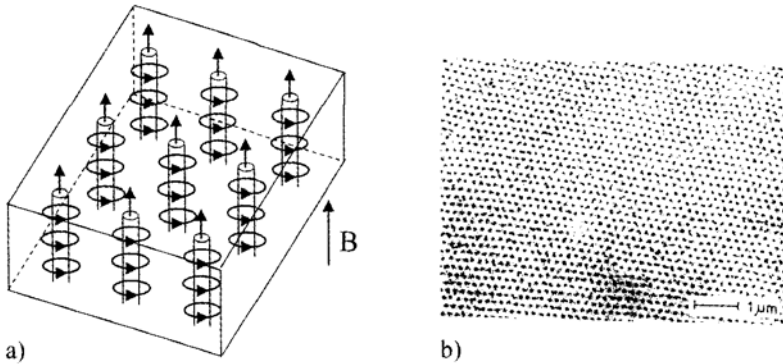


Abbildung 8.7: Supraleitender Mischzustand mit dem von Abrikosov zum ersten Mal vorgeschlagenen Gitter aus quantisierten magnetischen Flussfäden, (a) Schematische Darstellung. Insgesamt sind neun magnetische Flussfäden gezeigt, wobei jeder Magnetfeld-Faden von supraleitenden Ringströmen umgeben ist. (b) Experimenteller Nachweis des Abrikosov Gitters aus magnetischen Flussfäden für eine 0.5 mm dicke Platte aus supraleitendem Niob durch Dekoration mit der Bitter-Technik. Die vielen dunklen Punkte markieren die Stellen, an denen die einzelnen magnetischen Flussfäden die Oberfläche der supraleitenden Platte durchsetzen. (U. Essmann)

Allmählich geriet dieser geschilderte Gedankengang aber ins Wanken. Erste Anstöße kamen schon in den dreißiger Jahren aus dem Tieftemperatur-Laboratorium von L. V. Shubnikov in Charkow in der Ukraine, in dem auch bereits früh mit Experimenten zur Supraleitung begonnen worden war. Immer wieder zeigten elektrische und magnetische Messungen besonders an supraleitenden Legierungen Verhaltensweisen, die sich nur schwer mit den vorhandenen Vorstellungen erklären ließen. Der entscheidende Durchbruch gelang dann 1953 in Moskau dem jungen theoretischen Physiker A. A. Abrikosov. In der Universität teilte er ein Zimmer mit N. Zavaritskii, der am berühmten P. L. Kapitza Institut für Physikalische Probleme Experimente an supraleitenden dünnen Schichten durchführte, um die Vorhersagen der Ginzburg-Landau-Theorie zu überprüfen. Bis dahin hatte man sich nur für den Fall interessiert, dass die Längendifferenz $\xi - \lambda_m$, und damit auch die Wandenergie, positiv ist. Abrikosov und Zavaritskii diskutierten jetzt zum ersten Mal ernsthaft die Möglichkeit, dass die Längendifferenz

auch negativ werden kann, wenn die Kohärenzlänge kleiner als die magnetische Eindringtiefe A_{T0} ist. Abrikosov berechnete auf der Basis der Ginzburg-Landau-Theorie das kritische Magnetfeld für den Fall, dass die Differenz $\xi - \lambda_m$ negativ ist, und konnte nachweisen, dass nur in diesem Fall gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten Zavaritskiis für besonders sorgfältig präparierte dünne Schichten erzielt werden konnte. Es musste sich also um eine bis dahin noch unbekannte neue Art von Supraleitern handeln. Abrikosov und Zavaritskii nannten sie die „zweite Gruppe“. Im Laufe der Zeit hat sich dann der Name Typ II Supraleiter durchgesetzt, während die Supraleiter mit positiver Wandenergie heute Typ I Supraleiter genannt werden.

Abrikosov hat anschließend die Typ II Supraleiter theoretisch genauer analysiert und gefunden, dass bei ihnen im Magnetfeld ein neuartiger Zustand möglich ist, in dem der Supraleiter von einem regelmäßigen Gitter aus einzelnen sogenannten magnetischen Flussquanten durchsetzt ist. Das berühmte Abrikosov'sche Flussliniengitter war entdeckt. Der hiermit verbundene Zustand des Supraleiters wird als Mischzustand bezeichnet. Durch ein magnetisches Flussquant wird der Supraleiter von einem eng begrenzten, lokalen Magnetfeld fadenartig durchsetzt, wobei das räumlich eng eingeschränkte Magnetfeld durch supraleitende Ringströme, die um den Magnetfeld-Faden herumlaufen, wie bei einer Magnetspule erzeugt wird. Auf diese sogenannte magnetische Flusslinie wollen wir unten noch einmal zurückkommen. Abrikosov hatte diese Arbeiten im Jahr 1953 abgeschlossen. Die vorgestellten Konzepte waren aber so neuartig, dass der Doktorvater von Abrikosov, L. D. Landau, nicht einverstanden war. Es stellte sich dann aber schon zwei Jahre später heraus, dass ähnliche Fragen auch bei wirbelartigen Strömungen bei tiefen Temperaturen in supraflüssigem Helium auftauchen. Auch in diesem Fall unterliegt die Zirkulation der Strömung ähnlichen Quantenbedingungen wie die zirkulierenden Supraströme bei den magnetischen Flussquanten. Erst als in diesem Zusammenhang der Amerikaner R. P. Feynman quantisierte Wirbellinien in rotierendem supraflüssigem Helium theoretisch diskutierte, gab Landau seine Zustimmung. So wurde Abrikosov's Arbeit erst 1957 veröffentlicht.

Bei einem Typ II Supraleiter dringen magnetische Flussquanten erst in sein Inneres ein, wenn das sogenannte untere kritische Magnetfeld H_{c1} erreicht wird. Unterhalb von H_{c1} bleibt der Meissner-Effekt bestehen, und im Innern des Supraleiters verschwindet das Magnetfeld. Der Mischzustand existiert oberhalb von H_{c1} bis zum sogenannten oberen kritischen Magnetfeld H_{c2} . Eine überzeugende erste experimentelle Bestätigung der Existenz des Abrikosov'schen Flussliniengitters im Mischzustand kam von U. Essmann und H. Träuble aus dem Max-Planck-Institut für Metallforschung in Stuttgart im Jahr 1967. Ihnen gelang es, das Flussliniengitter an der Oberfläche des Supraleiters dadurch sichtbar zu machen, indem sie ein feines ferromagnetisches Pulver auf die Oberfläche streuten. Da das Pulver von den Stellen angezogen wird, wo die Flusslinien die Oberfläche erreichen, werden dort kleine Häufchen des Pulvers gebildet, die die einzelnen Flusslinien dekorieren. Diese Dekorationsmethode wurde zum ersten Mal im Jahr 1931 von dem Amerikaner Francis Bitter zur Abbildung der Domänenstruktur in ferromagnetischen Materialien benutzt und ist seither als sogenannte Bitter-Technik bekannt.

Mit der Vorhersage der sogenannten Typ II Supraleiter und des magnetischen Flussliniengitters durch Abrikosov hatte die Ginzburg-Landau-Theorie einen beachtenswerten Erfolg erzielt. Indem sie den supraleitenden Zustand der Elektronen durch eine makroskopische quantenmechanische Wellenfunktion ausdrückte, lieferte diese Theorie für eine Reihe von grundle-

genden Erscheinungen auf dem Gebiet der Supraleitung eine einfache Erklärung. Ein wichtiges Beispiel ist die magnetische Flussquantisierung. Magnetischer Fluss kann in einem Supraleiter nur in ganzen Vielfachen einer kleinsten Einheit ($h/2e$), dem sogenannten magnetischen Flussquant, existieren. Die Größe h ist die Planck'sche Konstante und e die Ladung eines Elektrons. Diese Quantisierungsbedingung folgt unmittelbar aus der Tatsache, dass sich die den supraleitenden Zustand beschreibende makroskopische Wellenfunktion exakt reproduzieren muss, wenn man mit dem räumlichen Koordinatenpunkt der Wellenfunktion einmal um den eingeschlossenen magnetischen Flussbereich herumläuft und genau zu dem Ausgangspunkt zurückkehrt. Als kleinste Einheit ist das magnetische Flussquant recht winzig. Beispielsweise wird ein Quadratzentimeter im Magnetfeld der Erde von etwa einer Million Flussquanten durchsetzt. In schönen Experimenten habe die beiden Deutschen R. Doli und M. Näbauer und unabhängig von ihnen die Amerikaner B. S. Deaver und W. M. Fairbank im Jahr 1961 die magnetische Flussquantisierung im Supraleiter nachgewiesen. Indem sie ein kleines supraleitendes Röhrchen mit nur etwa $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser in ein geringes Magnetfeld parallel zur Achse des Röhrchens brachten, konnten sie zeigen, dass der in dem kleinen Hohlzylinder vorhandene magnetische Fluss entweder Null war oder ein ganzes Vielfaches des oben genannten Flussquants betrug. Der obige Ausdruck ($h/2e$) für das magnetische Flussquant in Supraleitern ist genau halb so groß wie das magnetische Flussquant, das wir im vorigen Kapitel im Zusammenhang mit dem fraktionierten Quanten-Hall-Effekt erwähnt haben. Der Grund für diesen halben Wert ist die Tatsache, dass in Supraleitern die Cooper-Paare ausschlaggebend sind, die aus zwei Elektronen bestehen.

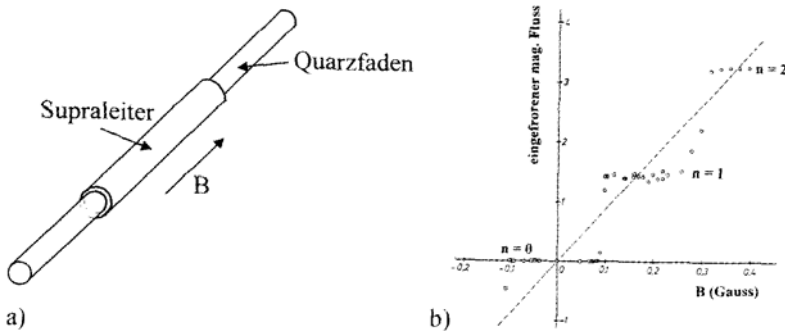


Abbildung 3.8: Experimenteller Nachweis der magnetischen Flussquantisierung im Supraleiter, (a) Das aus einem Supraleiter bestehende Röhrchen von nur etwa $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser wird in einem parallel zu seiner Achse orientierten Magnetfeld B abgekühlt. Unterhalb der kritischen Temperatur T_c wird das Magnetfeld abgeschaltet und der eingefrorene magnetische Fluss im Röhrchen gemessen, (b) In Abhängigkeit von dem Magnetfeld B zeigt der eingefrorene magnetische Fluss eine quantisierte Stufenstruktur, da nur ganze Vielfache des magnetischen Flussquants ($h/2e$) im Röhrchen erlaubt sind. Das Bild zeigt die Beobachtung von 0, 1 und 2 magnetischen Flussquanten. Ohne Quantisierung sollten die Messpunkte auf der gestrichelten Geraden liegen. (R. Doli und M. Näbauer)

Die von Abrikosov zum ersten Mal diskutierte magnetische Flusslinie in einem Typ II Supraleiter wollen wir uns jetzt noch etwas genauer ansehen. Im Zentrum besteht die einzelne

Flusslinie aus einem normalen Kern, dessen Radius etwa durch die Kohärenzlänge gegeben ist. Das mit der Flusslinie verbundene lokale Magnetfeld erreicht im Zentrum sein Maximum und fällt von hier nach außen ab, wobei dieser Abfall hauptsächlich innerhalb eines Radius stattfindet, der durch die magnetische Eindringtiefe λ_m gegeben ist. Dieser räumliche Verlauf des lokalen Magnetfelds wird durch supraleitende Ringströme erzeugt, die in einem Radialabstand zwischen der Kohärenzlänge und der magnetischen Eindringtiefe λ_m kreisförmig um das Zentrum der Flusslinie herumfließen.

Fast 50 Jahre mussten seit der Entdeckung der Supraleitung verstreichen, bis zum ersten Mal eine mikroskopische Theorie vorgeschlagen wurde, die den zugrundeliegenden Mechanismus zufriedenstellend erklären konnte. Im Jahr 1957 schafften die drei Amerikaner J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer den lange erstrebten theoretischen Durchbruch. Ihre Theorie wurde dann als sogenannte BCS-Theorie schnell berühmt. Die Frage, warum es mit der theoretischen Erklärung der Supraleitung so lange gedauert hat, lässt sich verhältnismäßig einfach beantworten. Der Energieunterschied der Elektronen zwischen ihrem normalen und ihrem supraleitenden Zustand ist extrem gering und viel kleiner als die Fermi-Energie. Andererseits ist die Ungenauigkeit bei der Berechnung der verschiedenen einzelnen Beiträge zur Energie der Elektronen im Kristall viel größer als der erzielte Energiegewinn beim Übergang in den supraleitenden Zustand. Die Theorie musste also genau den richtigen Punkt finden, mit dem die Supraleitung verknüpft ist. Der BCS-Theorie liegt der zentrale Gedanke zugrunde, dass bei tiefen Temperaturen zwischen zwei Elektronen eine spezielle Anziehungskraft wirksam wird. Diese Anziehung führt dazu, dass sich zwei Elektronen in bestimmter Weise zu Paaren zusammen schließen und dabei eine Energieabsenkung in der Form einer Bindungsenergie erfahren. Eine derartige mit einer Energieabsenkung verbundene Paarbildung hatte L. N. Cooper schon 1956 theoretisch hergeleitet. Die Elektronenpaare werden daher als sogenannte Cooper-Paare bezeichnet. Nach der BCS-Theorie wird die Anziehungskraft bei der Bildung der Cooper-Paare durch Verzerrungen des Kristallgitters in der Umgebung der einzelnen Elektronen, also durch die Wirkung der Phononen, verursacht. Auf diese Weise wird die eigentlich zu erwartende Abstoßungskraft zwischen zwei Elektronen ausgeschaltet. Deutliche Hinweise auf die wichtige Rolle des Kristallgitters bei der Supraleitung hatten schon Anfang der fünfziger Jahre experimentelle Beobachtungen des sogenannten Isotopeneffekts gegeben. Als Isotopeneffekt wird bezeichnet, wenn das Ergebnis von der Masse der Atomkerne bei konstanter elektrischer Ladung der Kerne, also von der Anzahl der Neutronen im Atomkern, abhängt. In verschiedenen supraleitenden Metallen, wie beispielsweise Blei, Quecksilber und Zinn, wurde nämlich durch die Untersuchung ihrer verschiedenen und speziell präparierten reinen Isotope gefunden, dass die kritische Temperatur T_C umgekehrt proportional zur Quadratwurzel aus der Masse der Gitteratome ist. Das Kristallgitter musste also beteiligt sein.

Bei der Paarbildung schließen sich immer zwei Elektronen mit entgegengesetzt gerichtetem Eigendrehimpuls zusammen. Der Gesamtspin des einzelnen Cooper-Paars ist somit Null, und das Pauli-Prinzip ist in diesem Fall ungültig. Alle Cooper-Paare können deshalb denselben Quantenzustand besetzen, der durch eine makroskopische quantenmechanische Wellenfunktion gekennzeichnet ist. An der Bildung von Cooper-Paaren und an dem makroskopischen Quantenzustand sind allerdings nicht alle Elektronen beteiligt, sondern nur die aus einem bestimmten kleinen Energiebereich in der Umgebung der Fermi-Oberfläche. Wir sehen hieraus, wie das Konzept der Fermi-Oberfläche wieder eine zentrale Rolle spielt. Mathematisch haben wir es bei der Supraleitung mit einem sogenannten Vielkörperproblem zu

tun, dessen theoretische Behandlung spezielle Techniken erfordert. Die Entwicklung dieser notwendigen neuen Methoden hat vor etwa 50–60 Jahren im Rahmen der sogenannten Quantenfeldtheorie begonnen. Die ersten Grundlagen zu dieser Theorie hatten der Deutsche Pascual Jordan und der aus Ungarn stammende Eugene P. Wigner schon in einer Arbeit aus dem Jahr 1928 gelegt.

Ein Hauptergebnis der BCS-Theorie war die Vorhersage, dass sich im supraleitenden Zustand an der Fermi-Energie eine Lücke im Energiespektrum der Elektronen bildet, in der keine Energiezustände mehr existieren, die von Elektronen besetzt werden können. Die Energielücke verschwindet oberhalb der kritischen Temperatur T_c . Unterhalb von T_c wächst die Energielücke mit abnehmender Temperatur in bestimmter Weise an und erreicht ihr Maximum bei der Temperatur Null Kelvin. Einen eindrucksvollen Beweis für diese Energielücke lieferte I. Giaever im Jahr 1960 durch sein berühmtes Tunnelexperiment. Der aus Norwegen stammende Giaever war als junger Ingenieur für Maschinenbau bei General Electric in Schenectady im amerikanischen Bundesstaat New York angestellt. In einer Vorlesung am Rensselaer Polytechnic Institute in der Nähe seines Arbeitsortes hatte er von der neuen BCS-Theorie und ihrer Vorhersage einer Lücke im Energiespektrum der Elektronen gehört. Schon auf dem Heimweg von der Vorlesung kam ihm die Idee, dass sich die Energielücke direkt auf den elektrischen Stromfluss zwischen einer supraleitenden und einer normalen Elektrode auswirken muss, wenn beide Elektroden durch eine dünne elektrisch isolierende Barriere voneinander getrennt sind. Wegen dieser Barriere kommt der elektrische Stromfluss nur durch den quantenmechanischen Tunneleffekt zustande. Daher bezeichnet man die Anordnung als sogenannten Tunnelkontakt. Der Tunneleffekt bei der Fortbewegung von Teilchen kommt dadurch zustande, dass die Wellenfunktion des Teilchens auch noch durch eine hohe Wand hindurchsickern und so auf der anderen Seite einen merklichen Wert besitzen kann. Bei unserem Kontakt kann aber der Tunnelstrom solange noch nicht fließen wie wegen der Energielücke keine erlaubten Energiezustände im Supraleiter für die aus der anderen Elektrode stammenden Elektronen zur Verfügung stehen. Erst wenn durch die elektrische Spannung der Potentialunterschied zwischen beiden Elektroden den Wert der Energielücke erreicht hat, kann der elektrische Stromfluss einsetzen. Einen ähnlichen Verlauf haben wir, wenn beide Elektroden supraleitend sind. Mit einer einfachen Messung von elektrischer Spannung und elektrischem Strom müsste man die Energielücke bestimmen können. Giaever's Experimente haben diese Erwartungen eindrucksvoll bestätigt. Im Anschluss an diese Pionierarbeit haben Tunnelexperimente mit Supraleitern eine besondere Bedeutung erzielt. Die BCS-Theorie ist noch durch viele weitere Experimente bestätigt worden, sodass sie schnell Akzeptanz und Verbreitung gefunden hat. Die Liste derjenigen Physiker, die sich zuvor vergeblich um eine mikroskopische Theorie des Mechanismus der Supraleitung bemüht haben, ist lang. Sie enthält unter anderen die Namen F. Bloch, N. Bohr, L. Brillouin, J. I. Frenkel, W. Heisenberg, R. de L. Kronig, L. D. Landau und W. Pauli.

Die Tatsache, dass die Bildung von Cooper-Paaren in einem makroskopischen Quantenzustand für die Supraleitung verantwortlich ist, kommt auch in der Größe des oben besprochenen magnetischen Flussquants zum Ausdruck. Da die Cooper-Paare aus zwei Elementarladungen bestehen, ist das magnetische Flussquant nur halb so groß wie es in dem Fall wäre, wenn die zugrunde liegenden Elementarteilchen nur eine einzige Elementarladung besäßen.

Schon bald nachdem Giaever das Ergebnis seines berühmten Tunnelexperiments veröffentlicht hatte, interessierte sich ein Student im englischen Cambridge für den zugrunde lie-

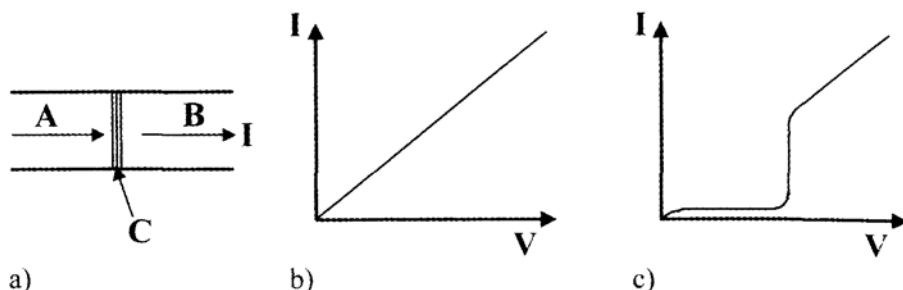


Abbildung 8.9: Experimenteller Nachweis der Energielücke in einem Supraleiter durch das Tunnelerperiment von Giaever. (a) Eine supraleitende Elektrode A und eine normale Elektrode B sind durch eine dünne, elektrisch isolierende Barriere C voneinander getrennt, sodass der elektrische Stromfluss durch die Barriere nur durch den quantenmechanischen Tunneleffekt möglich ist. (b) Elektrischer Strom I in Abhängigkeit von der Spannung V wenn beide Elektroden Metalle im Normalzustand sind, (c) Elektrischer Strom I in Abhängigkeit von der Spannung V wenn eine Metallelektrode supraleitend ist. Erst wenn der Potentialunterschied zwischen beiden Elektroden den Wert der Energielücke erreicht hat, kann der elektrische Stromfluss einsetzen.

genden Tunnelprozess: B. D. Josephson. Er wurde von A. B. Pippard betreut und hörte 1961/62 Vorlesungen des Amerikaners P. W. Anderson über die neuen Entwicklungen in der Theorie der Supraleitung. Das Konzept der Supraleitung als makroskopisches Quantenphänomen, das weit über den Geltungsbereich für einzelne Atome oder Moleküle hinausgeht, hat Josephson besonders beeindruckt. Als er sich mit dem elektrischen Stromfluss durch die Barriere eines Tunnelkontakts zwischen zwei Supraleitern, wie ihn Giaever auch benutzt hatte, ausführlich theoretisch auseinandersetzte, leitete er zwei Gleichungen für den elektrischen Strom und für die elektrische Spannung ab, die seither als sogenannte Josephson-Gleichungen bekannt sind. In der ersten Gleichung wird der ohne elektrischen Widerstand fließende Strom von Cooper-Paaren behandelt. Die zweite Gleichung besagt, dass eine elektrische Spannung am Tunnelkontakt immer von einem mit hoher Frequenz zwischen den beiden Supraleitern oszillierenden Supra-Wechselstrom begleitet ist, wobei die Frequenz dieser sogenannten Josephson-Oszillation proportional zur elektrischen Spannung ansteigt. Beide Vorhersagen machte Josephson im Jahr 1962. Seine Theorie wurde zunächst mit Skepsis und Unverständnis aufgenommen, so wie es oft bei vollkommen neuen Ideen der Fall ist. Beispielsweise berichtet F. Bloch von einem Gespräch mit dem ebenso sehr renommierten amerikanischen theoretischen Physiker C. N. Yang:

„Yang sagte mir, dass er sie (die Theorie) nicht verstehen kann und fragte, ob ich es könnte. Ich musste ganz ehrlich zugeben, dass ich es auch nicht könnte. Aber wir haben verabredet, dass derjenige von uns, der den Effekt zuerst versteht, ihn dem anderen erklären würde.“

Josephsons Theorie wurde schon 1963 experimentell bestätigt. In der zweiten Josephson-Gleichung manifestiert sich insbesondere auch wieder, dass die Cooper-Paare mit ihrer zweifachen Elementarladung die elektrischen Ladungsträger für die Supraleitung sind.

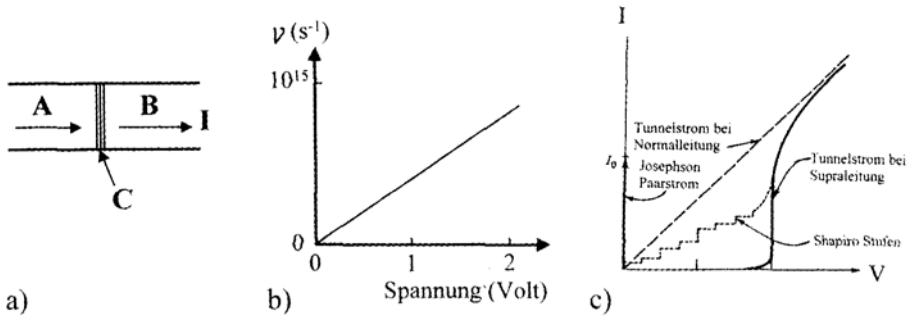


Abbildung 8.10: Josephson-Oszillation des Suprastroms zwischen den supraleitenden Elektroden eines Tunnelkontakts in Gegenwart einer elektrischen Spannung am Kontakt, (a) Im Josephson-Kontakt sind die beiden supraleitenden Elektroden A und B nur schwach miteinander gekoppelt, beispielsweise durch eine dünne, elektrisch isolierende Barriere C, die elektrischen Stromfluss durch den quantenmechanischen Tunnelprozess noch ermöglicht, (b) Die Frequenz ν der Josephson-Oszillation des Suprastroms zwischen beiden Elektroden wächst proportional zur elektrischen Spannung V am Kontakt. Bei der Spannung von einem Volt beträgt die Frequenz ungefähr 483 000 GHz. (c) Elektrischer Strom I in Abhängigkeit von der Spannung V für einen Josephson-Kontakt. Die durchgezogene Kurve zeigt den Tunnelstrom bei Supraleitung, und die gestrichelte Gerade den Tunnelstrom bei Normalleitung. Bei der Spannung Null erkennt man den Josephson-Paarstrom bis zu seinem Maximalwert I_0 . Bei Bestrahlung des Kontakts mit Mikrowellen zeigt die Kennlinie sogenannte Shapiro-Stufen, die durch das Zusammenwirken der Josephson-Oszillation im Kontakt mit den Mikrowellen verursacht werden.

Im Zusammenhang mit unserer Diskussion des sogenannten Josephson Effekts für zwei nur schwach miteinander gekoppelte Supraleiter ist eine Notiz im Protokoll der Kuratoriumssitzung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Charlottenburg vom März 1926 historisch interessant. Albert Einstein, der damals dem Kuratorium angehörte, machte während der Sitzung die folgende Bemerkung: „Von besonderem Interesse ist die Frage, ob die Verbindungsstelle zwischen zwei Supraleitern auch supraleitend wird“. Die Antwort auf diese Frage von Einstein gab Josephson 36 Jahre später.

Magnetische Flussquanten im Supraleiter haben neben ihrem Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften noch eine andere besonders folgenschwere Auswirkung. Falls eine Kraft auf die Flussquanten wirkt, können sie sich im Supraleiter bewegen und erzeugen dabei ein elektrisches Feld und somit eine elektrische Spannung. Diese sogenannte Flusswanderungsspannung ist proportional zur Geschwindigkeit und zur Anzahl der bewegten Flusslinien. Ein elektrischer Strom im Supraleiter verursacht die sogenannte Lorentz-Kraft auf die Flussquanten. Sie steht senkrecht zur elektrischen Stromrichtung und zum Magnetfeld der Flusslinien. Durch die Auswirkung dieser Lorentz-Kraft kann eine Bewegung der Flusslinien verursacht werden, die wiederum ein elektrisches Feld erzeugt. Die Orientierung dieses elektrischen Feldes ist stets senkrecht zu der Bewegungsrichtung und zum Magnetfeld der magnetischen Flusslinien. Im Fall der Lorentz-Kraft haben das elektrische Feld und der elektrische Strom dann die gleiche Richtung, sodass durch die Flusslinienbewegung im Supraleiter elektrische

Verluste entstehen. Man spricht vom sogenannten Flusswanderungs-Widerstand. Es ist genau dieser Mechanismus, wodurch der Stromfluss ohne elektrischen Widerstand und ohne Verluste in Supraleitern immer begrenzt wird. Daher ist es von größtem Interesse, diesen Prozess der Flusslinienbewegung möglichst weitgehend zu verhindern.

Schon lange bemühen sich die Materialwissenschaftler, durch den Einbau von sogenannten Haftzentren in den Supraleiter die magnetischen Flusslinien an bestimmten Stellen so zu verankern, dass sie durch die Auswirkung der Lorentz-Kraft nicht mehr in Bewegung geraten, oder dass diese Bewegung und damit die elektrischen Verluste erst bei möglichst hohen elektrischen Strömen einsetzen. Materialwissenschaft und Metallurgie haben in den letzten Jahren auf diesem Gebiet große Anstrengungen unternommen. Motiviert waren diese Entwicklungen von dem Interesse an den technischen Anwendungsmöglichkeiten der Supraleitung. Den technischen Anwendungen wollen wir uns jetzt anhand einiger Beispiele zuwenden.

Für die Anwendungen der Supraleitung in der Elektronik und der Mikroelektronik stehen die magnetische Flussquantisierung und der Josephson-Effekt im Mittelpunkt. Beide Tatsachen hängen unmittelbar mit der Natur der Supraleitung als makroskopisches Quantenphänomen und der Beschreibung des Zustands der Cooper-Paare durch eine quantenmechanische Wellenfunktion zusammen. Die Beschränkung der quantentheoretischen Konzepte auf die atomaren und die subatomaren Vorgänge wird hier aufgehoben. Statt dessen werden diese Konzepte in Instrumenten und Vorrichtungen direkt technisch ausgenutzt.

Ein heute vielseitig verwendetes Gerät ist das sogenannte SQUID (abgekürzt von der englischen Bezeichnung Superconducting Quantum Interference Device). Es basiert auf der magnetischen Flussquantisierung und dem Josephson-Effekt. Eine kleine geschlossene supraleitende Schleife ist durch zwei parallel geschaltete Josephson-Kontakte unterbrochen. Wird die Schleife von einem magnetischen Fluss durchsetzt, so kann der Magnetfluss durch die Schleife nur in Einheiten ganzer Vielfachen eines magnetischen Flussquants existieren. Diese Quantisierungsbedingung wird eingehalten, indem in der Schleife ein zirkulierender supraleitender Abschirmstrom so angeworfen wird, dass sich der von ihm erzeugte zusätzliche Magnetfluss in der Schleife zusammen mit dem Magnetfluss von außen exakt zu einem ganzen Vielfachen eines magnetischen Flussquants ergänzen. In Abhängigkeit von dem äußeren Magnetfeld kommt so eine exakt periodische Modulation des Abschirmstroms in der Schleife zustande, wobei die magnetische Periodenlänge genau einem Flussquant in der Schleife entspricht. Der zirkulierende Abschirmstrom muss aber immer einem von außen stammenden elektrischen Stromfluss hinzu addiert werden. Als Folge ergibt sich eine ebenso periodische Modulation des nach außen erscheinenden elektrischen Widerstands der Schleifenanordnung mit den zwei parallel geschalteten Josephson-Kontakten. Da bei der Widerstandsmessung noch ein kleiner Bruchteil einer einzelnen Modulationsperiode des Magnetfelds aufgelöst werden kann, wird eine extrem hohe Empfindlichkeit bei der Messung des Magnetfelds erzielt. Die Herstellung der SQUIDs erfolgt heute üblicherweise mit Hilfe der Dünnschichttechnologie und der integrierten Schaltungstechnik.

Als Sensoren für Magnetfelder besitzen SQUIDs die höchste heute erreichbare Empfindlichkeit. Hierauf beruhen viele der gegenwärtigen Anwendungen von SQUIDs, beispielsweise in der Forschung oder in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. Interessante Anwendungsfelder haben sich auch in der medizinischen Diagnostik eröffnet, für den Nachweis der Magnetfelder, die durch die elektrischen Ströme bei der Herzaktivität und im Gehirn verursacht werden. So konnten sich die neuen Gebiete der Magnetokardiographie und der Magnetoen-

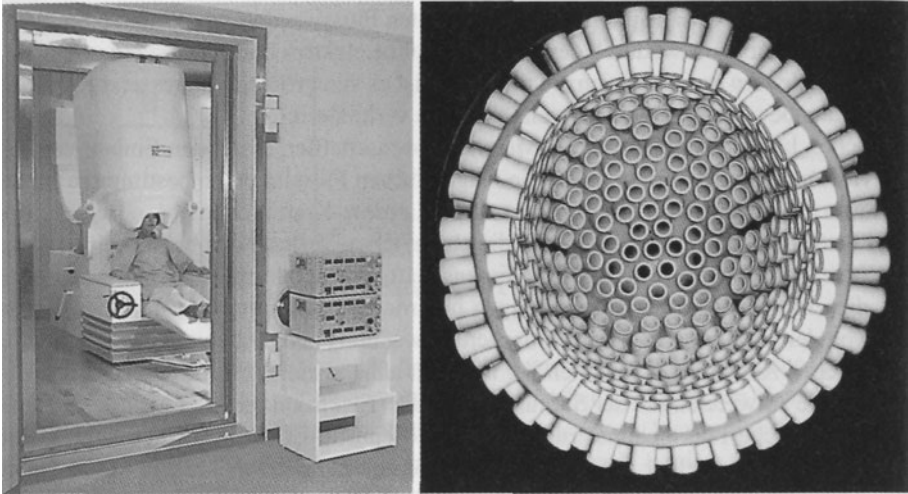


Abbildung 8.11: Magnetoenzephalographie. Links: Versuchsperson mit dem über den Kopf gestülpten Helm mit den SQUID Magnetfeld-Sensoren in einer magnetischen Abschirmkammer. Rechts: Innenansicht eines Helmes mit 151 SQUID Sensoren. (Fotos: CTF Systems Inc.)

zephalographie aufgrund der höchstempfindlichen SQUIDs erst entwickeln. Für die Hirnforschung stehen heute beispielsweise Geräte mit insgesamt bis zu 275 SQUID-Kanälen zur Verfügung, bei denen die Kanäle mit den einzelnen Sensoren dreidimensional um den Kopf der Versuchsperson oder des Patienten angeordnet sind. Stark miniaturisierte SQUIDs werden auch seit kurzem in sogenannten SQUID-Rastermikroskopen verwendet. Bei extrem hoher Magnetfeldempfindlichkeit wurde hiermit eine räumliche Auflösung von nur wenigen μm erzielt, sodass in einem Supraleiter einzelne magnetische Flussquanten gut abgebildet werden konnten.

Wir hatten oben diskutiert, dass ein elektrischer Spannungsabfall an einem Josephson-Kontakt immer mit einer Hochfrequenz-Oszillation des Suprastroms zwischen beiden Elektroden des Kontakts verbunden ist, so wie es die zweite Josephson-Gleichung vorhersagt. Hierbei entspricht einer Spannung von 10^{-3} V eine Oszillationsfrequenz von 483,6 GHz (Gigahertz). Umgekehrt ergeben sich bei dem stromdurchflossenen Josephson-Kontakt scharf ausgeprägte elektrische Spannungsplateaus, wenn der Kontakt mit einer hochfrequenten elektromagnetischen Welle, beispielsweise mit einer Mikrowelle, bestrahlt wird. Hierbei ist der Wert des Spannungsplateaus über die zweite Josephson-Gleichung eindeutig durch die Frequenz der eingestrahlteten elektromagnetischen Welle festgelegt. Diese exakte Quantenbeziehung zwischen Frequenz und elektrischer Spannung in Verbindung mit der Tatsache, dass sich Frequenzen extrem genau bestimmen lassen, hat veranlasst, dass seit dem 1.1.1990 die gesetzliche Definition der elektrischen Spannungseinheit durch die staatlichen Eichämter in der Form des sogenannten Josephson-Spannungsnormals mit dem Josephson-Effekt verknüpft ist. Offiziell entspricht hierbei einer Spannung von einem Volt die Frequenz 483597,9 GHz.

Im letzten Kapitel hatten wir schon eine andere Quanten-Definition einer elektrischen Einheit kennen gelernt, nämlich den von-Klitzing-Effekt zur Definition der Einheit des elektri-

schen Widerstands. Mit der Josephson-Oszillation als verbindender Mechanismus zwischen einer elektrischen Spannung und einer Frequenz sind jetzt zwei Seiten des berühmten Quantendreiecks von Strom, Spannung und Frequenz für die Definition der elektrischen Einheiten fertig gestellt. An der dritten Seite, die die Verbindung zwischen elektrischem Strom und einer Frequenz liefert, wird zur Zeit noch in verschiedenen Laboratorien gearbeitet. Hier besteht die Zielsetzung darin, den elektrischen Strom durch die Frequenz des Transfers einzelner Elektronen zu definieren. Mit dem Beispiel des Josephson-Spannungsnormals wollen wir zunächst unsere Diskussion des heute schon für die elektrische Messtechnik weit entwickelten Gebiets der sogenannten Josephson-Elektronik und der Josephson-Technologie beschließen.

Relativ niedrige Werte der kritischen Magnetfelder und der kritischen Stromstärken hatten viele Jahre die technische Hochstromanwendung der Supraleitung in der Energietechnik und bei elektrischen Maschinen verhindert. Dies änderte sich in den 60er Jahren als neue Supraleitermaterialien mit höheren Werten der kritischen elektrischen Stromdichte und des oberen kritischen Magnetfelds H_{C2} bekannt wurden. Technisch besonders relevant wurden die Verbindungen NbTi mit $T_C = 9,6$ Kelvin und Nb_3Sn mit $T_C = 18$ Kelvin. Den Rekordwert der kritischen Temperatur mit $T_C = 23,2$ Kelvin erzielten bei den klassischen Supraleitern dünne Schichten der Verbindung Nb_3Ge . Für die Herstellung von Drähten wurden spezielle Zieh- und Strangpressverfahren mit optimierter Kombination von Glüh- und Kaltverformungsschritten entwickelt. Besonders bewährt haben sich die sogenannten Vielkerndrähte, bei denen viele dünne Filamente aus dem Supraleitermaterial in eine Kupfer-Matrix eingebettet sind. Mit dieser Technik wird erreicht, dass beim Zusammenbruch der Supraleitung durch Überlastung noch eine gewisse restliche elektrische Leitfähigkeit zur Verfügung bleibt und dass andererseits genügend Haftzentren für die Verankerung der magnetischen Flussquanten im Supraleitermaterial vorhanden sind.

Eine Hauptanwendung finden die technischen Supraleiter bei Magnetspulen. Supraleitungsmagnete werden heute in hoher Anzahl in der Forschung verwendet. Besonders große Exemplare findet man als Strahlführungsmagnete bei Teilchenbeschleunigern und in den dazu gehörigen Teilchen-Detektorsystemen. Supraleitungsmagnete für die Kernspin-Tomographie haben sich in den letzten 15 Jahren zum bedeutendsten Markt für die Supraleitungstechnik entwickelt, nachdem Anfang der 80er Jahre die Gesundheitsbehörden weltweit die Nutzung der Kernspin-Tomographie für die medizinische Diagnostik zugelassen haben.

Da in supraleitenden Spulen Gleichstrom praktisch beliebig lange verlustfrei fließen kann, bieten sie eine interessante Möglichkeit für die Speicherung von elektrischer Energie, insbesondere zur Überbrückung bei kurzen Unterbrechungen der elektrischen Energieversorgung. Die Entwicklung supraleitender magnetischer Energiespeicher wird daher zur Zeit intensiv vorangetrieben. Für die Kernfusion als langfristige Option zur Energieversorgung sind supraleitende Spulen zur Erzeugung der für den Plasmaeinschluss erforderlichen Magnetfelder aus energetischen Gründen unausweichlich notwendig. Die größten supraleitenden Magnetsysteme werden daher für die Verwendung bei der Kernfusion entwickelt.

Nachdem die technischen Supraleiter mit ihren deutlich verbesserten supraleitenden Materialeigenschaften verfügbar waren, hat man schon in den 70er Jahren begonnen, die Grundprinzipien für supraleitende Energieübertragungskabel mit klassischen Supraleitern, die durch flüssiges Helium gekühlt werden, zu erarbeiten. Auf dieser Basis wurden weltweit verschiedene Pilotprojekte durchgeführt. Etwa 95 % der elektrischen Energieübertragung erfolgt heute durch Wechselstrom-Hochspannungs-Freileitungen. Ihre Vorteile sind unter anderem die

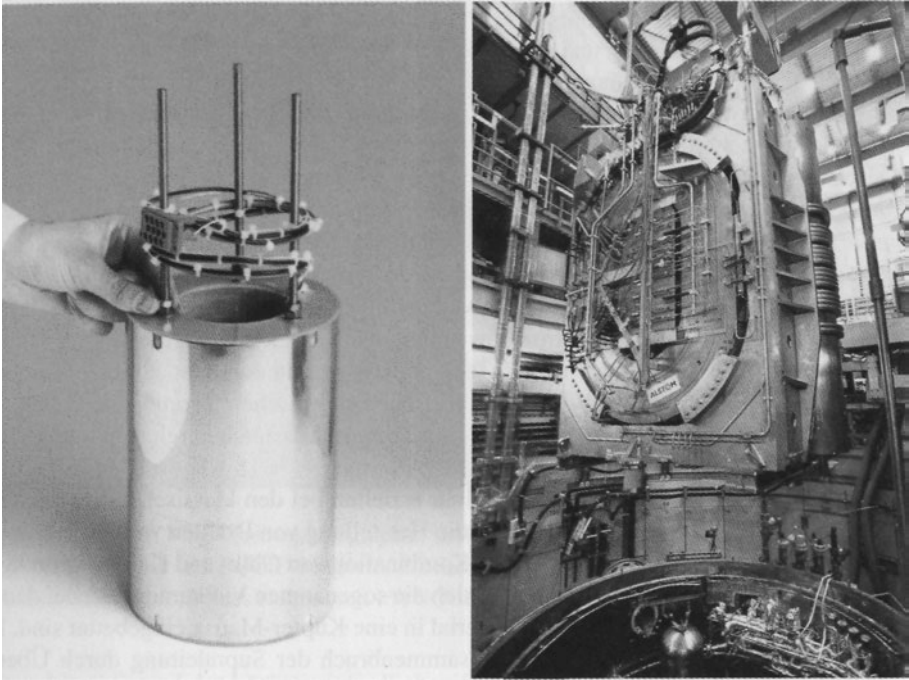


Abbildung 8.12: Supraleitende Magnetspulen, (a) Kommerziell erhältliche Spule für Forschungszwecke. Die Spule ist aus Niob-Titan (NbTi) Draht gewickelt und kann ein Magnetfeld bis 9 Tesla (etwa das Einmillionenfache des Erdmagnetfelds) erzeugen. (Oxford), (b) Supraleitende Modellspule mit ihrem Testaufbau für ein magnetisches Toroidalfeld beim Einfahren in den Kryobehälter einer Versuchsanlage am Forschungszentrum Karlsruhe. Die Versuchsanlage dient zur Entwicklung der Technik für den magnetischen Plasmaeinschluss bei der Kernfusion. Die Außenabmessungen der ovalen Modellspule betragen $2,55 \text{ m} \times 3,60 \text{ m} \times 0,58 \text{ m}$. Im Betrieb fließt ein elektrischer Strom von 80 000 Ampere durch die Spule. Die gesamte Testanordnung wiegt 107 Tonnen und ist auf 4,5 Kelvin abzukühlen. Der Kryobehälter hat einen nutzbaren Innendurchmesser von 4,3 m und eine nutzbare Höhe von 6,6 m. (Forschungszentrum Karlsruhe)

relativ geringen Bau- und Reparaturkosten. Der mögliche Einsatz supraleitender Energieübertragungskabel ist vor allem dort interessant, wo Freileitungen nicht möglich sind, wie beispielsweise in Ballungsgebieten. Durch die Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung erhält auch diese Hochstromanwendung der Supraleitung starken neuen Auftrieb.

9 Die Überraschung: Hochtemperatursupraleitung

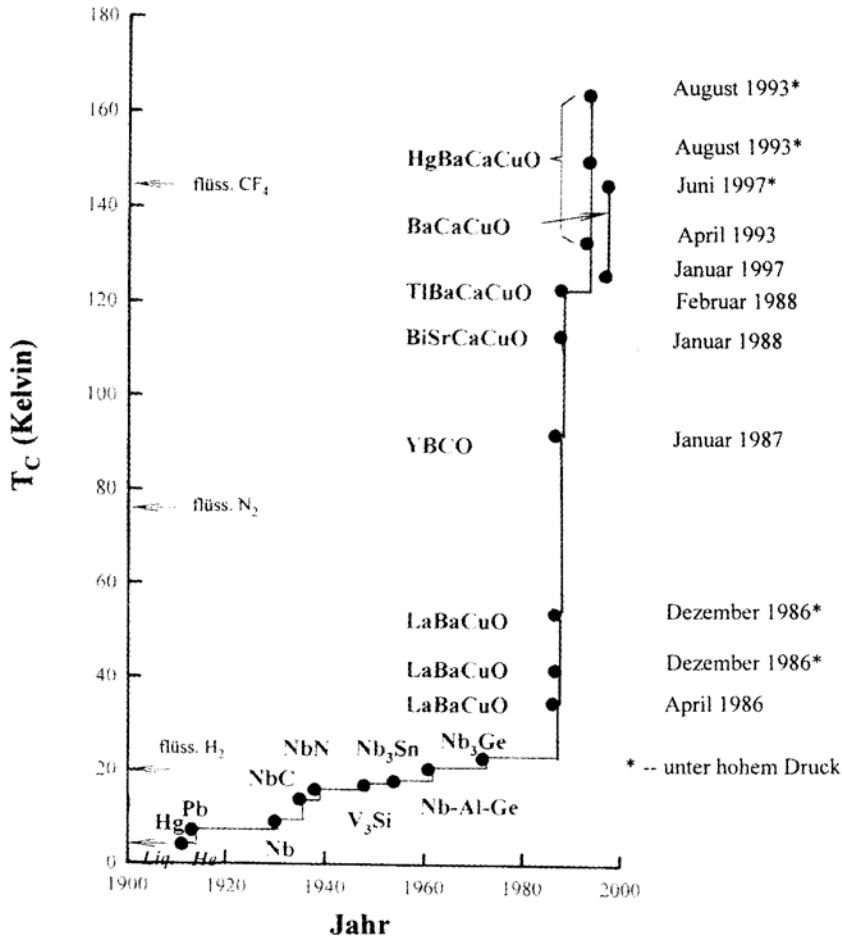


Abbildung 9.1: Kritische Temperatur T_C aufgetragen über der Jahreszahl der Entdeckung der einzelnen Supraleiter. Der steile Kurvenast rechts zeigt die verschiedenen Hochtemperatur-Supraleiter. Bei den mit dem Stern markierten Eintragungen konnte die kritische Temperatur unter hohem Druck noch weiter erhöht werden. (C. W. Chu)

Im April 1986 reichten der Deutsche J. G. Bednorz zusammen mit dem Schweizer K. A. Müller eine Arbeit bei der Zeitschrift für Physik zur Veröffentlichung ein mit dem hier ins Deutsche übersetzten Titel „Mögliche Hoch T_c Supraleitung in dem Ba-La-Cu-O System“. Die beiden arbeiteten in dem IBM Forschungslaboratorium in Rüschlikon bei Zürich. Sie hatten in Verbindungen aus Barium, Lanthan, Kupfer und Sauerstoff mit fallender Temperatur eine plötzliche Abnahme des elektrischen Widerstands um mindestens drei Größenordnungen gefunden, wobei der Abfall bei etwa 35 Kelvin einsetzte. Es bestand die Vermutung, dass es sich um eine neue Art von Supraleitung handelte. Da die Supraleitung offenbar bei Temperaturen einsetzte, die bis zu 12 Kelvin höher lagen als der damals schon seit 12 Jahren bestehende Rekordwert der kritischen Temperatur von 23,2 Kelvin für die Verbindung Nb_3Ge , war Vorsicht und Skepsis angesagt. Die Autoren hatten daher mit der Redaktion der Zeitschrift verabredet, die Arbeit so lange zurück zu halten, bis durch den experimentellen Nachweis des Meissner Effekts der Tatbestand der Supraleitung eindeutig bewiesen war. Wie wir im letzten Kapitel gesehen hatten, ist der Meissner-Effekt der charakteristische Fingerabdruck für die Supraleitung. Er wurde dann auch für das Ba-La-Cu-O System bestätigt, und Bednorz und Müller haben ihre eingereichte Arbeit zur Veröffentlichung frei gegeben.

Auch Bednorz und Müller stießen anfangs vorwiegend auf Skepsis, die aber nur von kurzer Dauer war. Schon Ende 1986 wurden ihre Ergebnisse an der Universität Tokio bestätigt und kurz danach auch an der Universität Houston im amerikanischen Bundesstaat Texas. 1987 gelang dann C. W. Chu, M. K. Wu und ihren Mitarbeitern in Houston ein weiterer sensationeller Fortschritt. In einer Modifikation der ursprünglichen Oxide, bei der das größere Lanthan Atom durch das kleinere Yttrium Atom ersetzt wurde, beobachteten sie den enormen Anstieg der kritischen Temperatur auf 92 Kelvin. Jetzt setzte weltweit bei vielen Gruppen ein atemberaubendes Tempo bei der Erforschung der sogenannten Hochtemperatur-Supraleiter ein. Die kritische Temperatur von 92 Kelvin des gerade entdeckten neuen Materials $YBa_2Cu_3O_7$ (abgekürzt YBCO) liegt immerhin deutlich oberhalb der Siedetemperatur von 77 Kelvin für flüssigen Stickstoff, sodass das relativ teure flüssige Helium als Kühlmittel durch den viel billigeren flüssigen Stickstoff ersetzt werden kann. Die darauf hin sich an vielen Stellen ausbreitende Hektik in der Forschung war so groß, dass vorübergehend neue Ergebnisse mit Angabe des Tages und der Uhrzeit in Tageszeitungen, wie beispielsweise in der New York Times, publiziert wurden. Der erste Höhepunkt war vielleicht der Sitzungsmarathon auf der Frühjahrskonferenz der American Physical Society am 18. März 1987 im Hilton Hotel in New York City, der bis weit nach Mitternacht dauerte und anschließend besonders treffend als „Woodstock der Physik“ bezeichnet wurde.

Weltweit hat die Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleiter durch Bednorz und Müller ein explosives Wachstum der Forschung und Entwicklung auf dem Gebiet der Supraleitung ausgelöst. Bezüglich der internationalen Reaktion auf diese Entdeckung kann sie mit der Entdeckung der Röntgenstrahlen 1895 durch W. C. Röntgen oder mit der ersten Beobachtung der Kernspaltung 1938 durch O. Hahn und F. Strassmann verglichen werden. Eine Schätzung besagt, dass bis zum Anfang des Jahres 2001 etwa einhunderttausend wissenschaftliche Arbeiten über die Hochtemperatur-Supraleiter seit ihrer Entdeckung publiziert wurden.

Besonders der Vortrag von Bednorz zur Verleihung des Nobelpreises für Physik an ihn zusammen mit K. A. Müller am 8. Dezember 1987 in Stockholm gibt eine lebendige und anschauliche Schilderung des Wegs bis zur Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleitung. Wir wollen einige Passagen aus diesem Vortrag zitieren:

„... Wir begannen unsere Suche nach Hoch- T_c -Supraleitung im Spätsommer 1983 mit dem La-Ni-O-System.“ – Bednorz berichtet dann über verschiedene Schritte, bei denen das Nickel und das Lanthan durch andere Elemente ersetzt wurden, jedoch ohne Erfolg. – „... Das Widerstandsverhalten änderte sich so, wie wir es bereits im vorangegangenen Fall beobachtet hatten. An diesem Punkt begannen wir uns zu fragen, ob das Ziel, auf das wir hinarbeiteten, überhaupt existierte. Würde der Weg, den wir gewählt hatten, letztlich in einer Sackgasse enden?“

„1985 hatte das Projekt diese kritische Phase erreicht, und es wurde sicherlich nur deshalb fortgeführt, weil sich unsere Experimentiermöglichkeiten, die zuvor etwas eingeschränkt waren, verbesserten. Die Zeit, in der wir die Apparaturen für Widerstandsmessungen mit einer anderen Gruppe teilen mussten, endete.... So verlagerte sich die Messzeit vom späten Abend in die normale Arbeitszeit.“ – Nach einer kurzen Zusammenfassung der weiteren Versuche fährt Bednorz fort „... Aber wiederum beobachteten wir keine Anzeichen von Supraleitung. Es war jetzt an der Zeit, die Literatur zu studieren und über die bisherigen Erkenntnisse nachzudenken.“

„Ende 1985 war der Wendepunkt erreicht. Ich entdeckte einen Artikel der französischen Wissenschaftler C. Michel, L. Er-Rakko und B. Raveau, die ein Ba-La-Cu-Oxid mit Perovskit-Struktur untersucht und dabei metallische Leitfähigkeit im Temperaturbereich von $+300^\circ\text{C}$ bis -100°C beobachtet hatten. ...Im Ba-La-Cu-Oxid mit einer perovskitischen Struktur und Cu in zwei verschiedenen Valenzen schienen alle Eigenschaften, die unser Konzept forderte, vorzuliegen. Ich ging sofort in mein Labor im Erdgeschoss und begann mit der Präparation einer Reihe von festen Lösungen.“ – Es ereigneten sich dann mehrere Unterbrechungen, und Bednorz berichtet weiter „...erinnerte ich mich Mitte Januar 1986 wieder, wie sehr das Ba-La-Cu-Oxid damals beim Lesen des Artikels intuitiv meine Aufmerksamkeit erregt hatte. Ich beschloss, die Experimente mit der neuen Verbindung wieder aufzunehmen. Nach der Widerstandsmessung mit der Vierpol-Methode zu urteilen, schien sich die Temperaturabhängigkeit nicht wesentlich von der dutzender vorausgegangener Proben zu unterscheiden. Beim Abkühlen jedoch war zunächst ein metallähnlicher Abfall zu beobachten, dem bei tiefen Temperaturen ein Anstieg folgte. ... Meine innere Anspannung, die jedes Mal wuchs, wenn sich die Temperatur dem 30 Kelvin Bereich näherte, war schon dabei sich zu lösen, als bei 11 Kelvin der Widerstand schlagartig um 50 % abfiel. War dies das erste Anzeichen von Supraleitung?“

„Alex (Müller) und ich waren begeistert, als sich die Messungen perfekt reproduzieren ließen und ein Fehler ausgeschlossen werden konnte. Sowohl die Zusammensetzung als auch die thermische Behandlung wurden jetzt variiert, und innerhalb von zwei Wochen waren wir in der Lage, den Beginn des Widerstandsabfalls auf 35 Kelvin anzuheben. Dies war ein unglaublich hoher Wert im Vergleich zum bislang höchsten T_c im Nb_3Ge -Supraleiter.“

Die Substanzen der gefundenen neuen Klasse der sogenannten Kuprat-Supraleiter sind Oxide, die kristallographisch sogenannte Perovskit-Struktur besitzen. Das prominenteste Strukturelement sind Kupferoxid (CuO_2) Ebenen, in denen Kupfer und Sauerstoff Atome

Die elektrischen und insbesondere die supraleitenden Eigenschaften dieser Kuprate werden von den Kupferoxid-Ebenen bestimmt und hängen empfindlich von deren Dotierung mit elektrischen Ladungsträgern ab. Im undotierten Zustand sind die Kuprate allerdings elektrische Isolatoren, bei denen die Elementarmagnete der Kupfer Atome in den CuO_2 -Ebenen abwechselnd entgegengesetzt orientiert sind. Supraleitung wird erst beobachtet, wenn durch sogenannte Löcherdotierung die Elektronenkonzentration in den CuO_2 -Ebenen reduziert wird. Diese Löcherdotierung kann beispielsweise durch den Entzug von Sauerstoff bewirkt werden. Da andererseits Supraleitung nur in einem relativ schmalen Konzentrationsbereich der Dotierung auftritt, muss bei der Materialpräparation die Sauerstoffkonzentration sorgfältig kontrolliert werden. Die in der Tabelle angegebenen Werte der kritischen Temperatur beziehen sich auf den Fall der optimalen Dotierung mit Löchern. Die Verbindung $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ weist mit $T_C = 133$ Kelvin die höchste bisher bei Normaldruck beobachtete kritische Temperatur auf. Unter hohem Druck hat diese Verbindung sogar die kritische Temperatur von 164 Kelvin gezeigt.

Neben den Kupraten, die bei Löcherdotierung supraleitend werden, wurden auch einige Verbindungen gefunden, die bei Dotierung mit Elektronen, also mit negativen Ladungen, Supraleitung zeigen. Allerdings ist der für die Supraleitung erforderliche Konzentrationsbereich der Dotierung geringer und die kritische Temperatur deutlich niedriger als bei den mit Löchern dotierten Verbindungen.

Die geschichtete Kristallstruktur der Kuprat-Supraleiter mit der herausragenden Rolle der CuO_2 -Ebenen resultiert in einer extremen Abhängigkeit aller elektrischen und thermischen Transporteigenschaften von der Richtung innerhalb des Kristalls. Beispielsweise ist der spezifische elektrische Widerstand im Normalzustand senkrecht zu den CuO_2 -Ebenen um bis zu mehreren Größenordnungen höher als parallel zu diesen Ebenen. In vieler Hinsicht haben die Materialien quasi zweidimensionales Verhalten. Die Temperaturabhängigkeit von physikalischen Eigenschaften wie dem elektrischen Widerstand, dem sogenannten Hall-Effekt, sowie dem Seebeck und dem Peltier-Effekt weicht im Normalzustand der Kuprate deutlich von dem bei Metallen üblichen Verhalten ab.

Die Kohärenzlänge ξ , die die räumliche Starrheit der Supraleitungseigenschaften kennzeichnet, ist bei den Hochtemperatur-Supraleitern deutlich kleiner als bei den klassischen Supraleitern und hat eine ähnliche Größe wie die Abmessungen der kristallographischen Einheitszelle. Wir haben es mit extremer Typ II Supraleitung zu tun. Das obere kritische Magnetfeld H_{C2} ist bis zu mehr als hundert- bis zweihundertmal größer als die höchsten Werte bei den klassischen Supraleitern. Eine der ersten Fragen, die es für die neu entdeckten Materialien zu beantworten galt, betraf die Aufklärung darüber, ob die Bildung von Cooper-Paaren wiederum wie bei den klassischen Supraleitern die Grundlage der Supraleitung ist. Diese Frage der Paarbildung wurde für die Kuprat-Supraleiter schon früh positiv beantwortet, wobei die Größe des magnetischen Flussquants und die quantitative Beziehung zwischen elektrischer Spannung und Frequenz beim Josephson-Effekt eindeutige Hinweise für das Auftreten der doppelten Elementarladung der Cooper-Paare gaben.

Eine weitere zentrale Fragestellung bei den Hochtemperatur-Supraleitern betrifft die räumliche Symmetrie der Wellenfunktion, die den supraleitenden Grundzustand der Cooper-Paare kennzeichnet. In Kapitel 5 hatten wir besprochen, dass die Zustände der Elektronen als Wellen im Kristall durch den Wellenvektor \mathbf{k} bestimmt sind, und wie durch diese Wellenvektoren der dreidimensionale \mathbf{k} -Raum oder Impulsraum aufgebaut wird. Da in den Kupra-

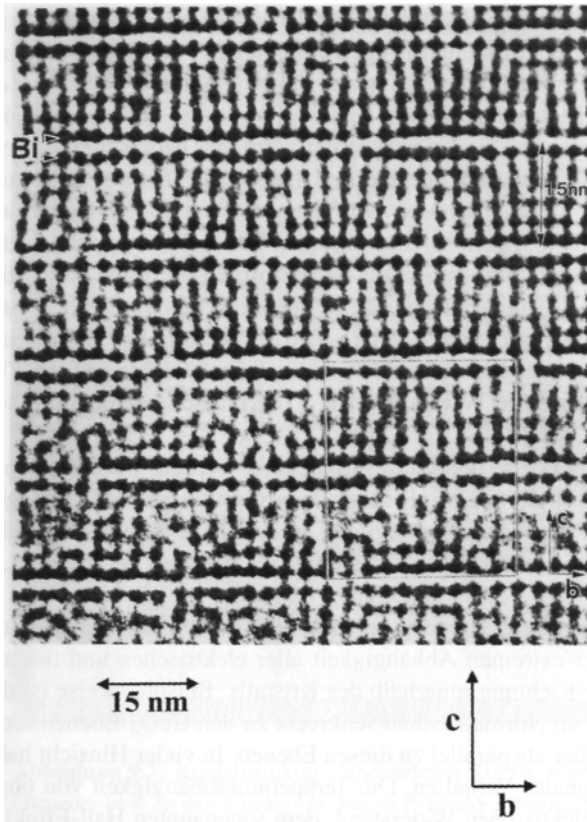


Abbildung 9.3: Hochauflösende elektronenmikroskopische Aufnahme des Kuprat-Supraleiters $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Die beiden Pfeilspitzen links oben zeigen zwei Reihen von Wismut Atomen. Die Richtung der kristallographischen b- und c-Achse ist unten angegeben. Die c-Achse steht senkrecht auf den CuO_2 Ebenen des Kuprats. (O. Eibl)

ten die Supraleitung innerhalb der CuO_2 Ebenen stattfindet, können wir uns jetzt praktisch auf den zweidimensionalen Impulsraum in diesen Ebenen beschränken. Die übrig bleibende Frage lautet: Ist die Wellenfunktion von der Richtung in diesem Impulsraum abhängig oder nicht? Bei den klassischen Supraleitern besteht im allgemeinen keine solche Richtungsabhängigkeit, und man spricht von sogenannter s-Wellen-Symmetrie. Bei den Kuprat-Supraleitern ist es jedoch anders. Für die mit Löchern dotierten Hochtemperatur-Supraleiter wurde eine starke Richtungsabhängigkeit der Wellenfunktion nachgewiesen, und es überwiegt die sogenannte d-Wellen-Symmetrie. Startet man im Impulsraum mit einer bestimmten Richtung des Wellenvektors und durchläuft mit der Richtung einmal eine komplette Drehung um den Mittelpunkt des Koordinatensystems, dann ändert die Wellenfunktion bei d-Wellen-Symmetrie viermal ihr Vorzeichen bis man zur Ausgangsrichtung zurückgekehrt ist. Hierbei durchläuft die Wellenfunktion auch viermal den Wert Null. Diese Nullstellen werden Knoten genannt,

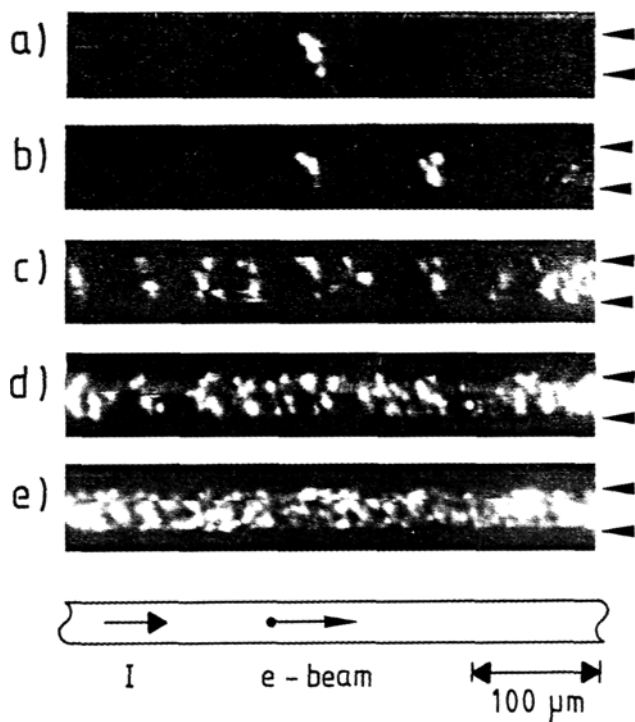


Abbildung 9.4: Granuläre Struktur einer der ersten präparierten dünnen Schichten des Kuprat-Supraleiters $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Die im Bild horizontal verlaufende Schicht hat eine Breite von $30 \mu\text{m}$. Die Pfeilspitzen rechts markieren den oberen und den unteren Rand der Schicht. Helle Stellen geben die Orte an, an denen in der Schicht elektrischer Widerstand bei elektrischer Strombelastung auftritt. Die dunklen Stellen sind supraleitend. Bei der Bilderserie (a) bis (e) wurde der elektrische Strom von $0,7 \text{ mA}$ bei (a) auf $8,7 \text{ mA}$ bei (e) sukzessive erhöht. Die Bilder zeigen die starke räumliche Inhomogenität der Schicht mit großen Schwankungen in der lokalen kritischen elektrischen Stromdichte. Die Bilder wurden mit der Methode der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie aufgenommen. Die Temperatur betrug 53 Kelvin .

so wie es auch bei Schwingungen üblich ist. An den Knoten verschwindet die Energielücke im Supraleiter, und auf beiden Seiten der Knoten steigt sie wieder an. Die d-Wellen Symmetrie der Wellenfunktion für die Cooper-Paare mit ihren Vorzeichenwechseln und ihren Knoten bei den mit Löchern dotierten Hochtemperatur-Supraleitern hat wichtige Konsequenzen für viele physikalische Eigenschaften im supraleitenden Zustand dieser Materialien. In diesem Zusammenhang werden wir ein schönes Experiment zum Nachweis von sogenannten halbzahligen magnetischen Flussquanten weiter unten besprechen. Bei den mit Elektronen dotierten Hochtemperatur-Supraleitern ist die Klärung der Frage nach der räumlichen Symmetrie der Wellenfunktion für die Cooper Paare zur Zeit noch nicht abgeschlossen, da die vorliegenden experimentellen Befunde noch keine eindeutige Schlussfolgerung zulassen.

Während die Bildung von Cooper-Paaren als Grundlage auch für die Hochtemperatur-Supraleiter eindeutig festgestellt werden kann, ist der mikroskopische Paarungsmechanismus bei den Kupraten immer noch nicht aufgeklärt und bleibt daher eine theoretische und experimentelle Herausforderung.

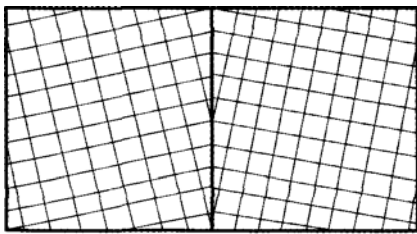
Die geschichtete Struktur der Kuprat-Supraleiter mit den übereinander liegenden CuO_2 Ebenen wirkt sich auch auf die magnetischen Flusslinien aus, die Abrikosov bei den Typ II Supraleitern zum ersten Mal vorausgesagt hatte und die im Mischzustand den Supraleiter in der Richtung des Magnetfelds fadenartig durchlaufen. Wir betrachten nur den Fall, dass das Magnetfeld senkrecht zu den CuO_2 Ebenen orientiert ist. Da die Supraleitungseigenschaft überwiegend auf diese Ebenen konzentriert ist, werden die Flusslinien auch nur innerhalb der Ebenen auf einem kurzen Stück ausgebildet und zwischen den Ebenen unterbrochen. Die kontinuierliche magnetische Flusslinie nach der Theorie von Abrikosov ist jetzt in einzelne kleine Scheibchen zerlegt, die jeweils in den CuO_2 Ebenen liegen und genau aufeinander gestapelt sind. Die Scheibchen werden oft als sogenannte Pfannkuchen (englisch pancakes) bezeichnet. Diese Zerlegung der magnetischen Flusslinien in viele einzelne Scheibchen hat auch zur Folge, dass das magnetische Flussliniengitter jetzt eine Vielzahl von neuen Eigenschaften aufweist, die das ursprüngliche Abrikosov Gitter nicht besessen hat. Beispielsweise können einzelne Scheibchen die genau aufeinander gestapelte Anordnung verlassen, sodass man von Schmelzen und von Verdampfen der Scheibchenanordnung spricht.

Im letzten Kapitel hatten wir schon besprochen, dass durch die Bewegung der magnetischen Flusslinien eine elektrische Spannung im Supraleiter erzeugt wird, und dass dies zu elektrischen Verlusten führt, wenn die Flusslinienbewegung durch einen elektrischen Strom aufgrund der Lorentz-Kraft verursacht ist. Durch die Zerlegung der Flusslinien in einzelne Scheibchen ist dieser Verlustmechanismus in den Hochtemperatur-Supraleitern besonders wirkungsvoll, da die Bewegungsmöglichkeiten der einzelnen kleinen Scheibchen deutlich größer sind als die der mehr oder weniger starren und kompletten Abrikosov'schen Flusslinien. Die Verhinderung der Scheibchenbewegung durch den Einbau von Haftzentren in den Supraleiter wird daher besonders dringlich. In diesem Zusammenhang erinnern wir uns daran, dass der Radius des normalen Kerns im Zentrum jeder Flusslinie durch die Kohärenzlänge ξ gegeben ist und damit bei den Kupraten viel kleiner ist als bei den klassischen Supraleitern. Es stellt sich so heraus, dass die Mindestgröße der Haftzentren nur noch Abmessungen von etwa atomarer Längenskala haben muss, um sich schon auszuwirken. Daher sind bereits lokale Abweichungen von der Stöchiometrie, wie beispielsweise fehlende Sauerstoff Atome in den CuO_2 Ebenen und Korngrenzen auf atomarer Skala, in den Hochtemperatur-Supraleitern wirkungsvolle Haftzentren.

Schon bald nachdem die oxidischen Kuprat-Supraleiter entdeckt waren, wurde ein schwerwiegendes Problem dieser Materialien offensichtlich. Als Keramik wurden sie zunächst mit granulärer Struktur hergestellt, wobei die individuellen Körner durch ein dichtes Netz von Korngrenzen voneinander getrennt waren. Da innerhalb dieser Korngrenzen die Supraleitung im allgemeinen unterbrochen war, wurde bei elektrischer Strombelastung ein restlicher elektrischer Widerstand und damit keine reine Supraleitung mehr beobachtet. Hierauf gründeten sich zwei naheliegende Zielsetzungen für die weitere Forschung. Einerseits musste versucht werden, die Menge an Korngrenzen möglichst stark zu reduzieren. Andererseits sollten die physikalischen Eigenschaften der Korngrenzen selbst möglichst genau untersucht werden.

Bezüglich des ersten Ziels konnten sich die Fortschritte gut sehen lassen. Hier war es vor allem die sogenannte Dünnschichttechnologie, mit der dünne, einkristalline Schichten der Hochtemperatur-Supraleiter auf geeigneten Substraten hergestellt werden konnten. Diese sogenannten epitaktischen Schichten besitzen kaum noch Korngrenzen und bleiben streng supraleitend bis zu kritischen elektrischen Stromdichten von mehr als einer Million A/cm^2 bei der Temperatur von 77 Kelvin, der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs.

Mit der zweiten Zielsetzung, nämlich der Aufklärung der physikalischen Korngrenzen-Eigenschaften, war dann eine unerwartete aber umso interessantere Entwicklung verbunden. Hier waren es vor allem Mitarbeiter des Thomas J. Watson Forschungszentrums von IBM in Yorktown Heights im amerikanischen Bundesstaat New York, die diese Entwicklung geprägt haben. Um das Verhalten einer einzelnen Korngrenze zu studieren, suchte sich C. C. Tsuei in seinem IBM Labor eine dünne Schicht des Hochtemperatur-Supraleiters $YBa_2Cu_3O_7$ aus, die relativ große einkristalline Bereiche und dazwischen einzelne besonders lange Korngrenzen enthielt. Jetzt musste nur noch ein schmaler Steg so aus der YBCO Schicht herauspräpariert werden, dass er quer über die Korngrenze hinweg lief. Damit waren elektrische Messungen an der einzelnen Korngrenze möglich. Während Tsuei seine Experimente noch an einer spontan und zufällig gebildeten Korngrenze beabsichtigte, kam von seinem Labornachbarn P. Chaudhari der Vorschlag, die Korngrenze gezielt durch ein speziell präpariertes Substrat für die Deposition der Kuprat-Supraleiterschicht zu erzeugen. Bei der von Tsuei verwendeten Methode zum sogenannten epitaktischen Wachstum der Hochtemperatur-Supraleiterschicht wird die Kristallorientierung des einkristallinen Substrats exakt auf die darüber liegende Supraleiterschicht übertragen. Wird als Substrat ein künstlich hergestellter sogenannter Bikristall benutzt, bei dem zwei verschieden orientierte Einkristall-Bereiche durch eine atomar scharfe Korngrenze voneinander getrennt sind, dann überträgt sich die Korngrenze des Substrats exakt auch auf die darüber präparierte Supraleiterschicht. Diese Bikristall-Technik war schnell von Erfolg gekrönt und ermöglichte zahlreiche Experimente an wohldefinierten Korngrenzen in Supraleiterschichten. Insbesondere wurde auch der Josephson-Effekt an der Korngrenze gefunden. Seitdem hat sich diese Technik zu einem wichtigen Verfahren für die Herstellung von Josephson-Kontakten in Hochtemperatur-Supraleiterschichten entwickelt. Zur Fabrikation von SQUIDs auf der Basis von Hochtemperatur-Supraleitern hat sich das Prinzip ebenfalls ausgezeichnet bewährt.



Korngrenze

Abbildung 9.5: Bikristall-Technik zur kontrollierten Präparation einer einzelnen Korngrenze in einer Kuprat-Supraleiterschicht. Als Substrat wird ein künstlich hergestellter Bikristall benutzt, bei dem zwei verschieden orientierte einkristalline Kristallteile durch eine atomar scharfe Korngrenze voneinander getrennt sind. Die Korngrenze im Substrat überträgt sich dann exakt auf die darüber präparierte Supraleiterschicht. Auf beiden Seiten der Korngrenze befinden sich einkristalline Supraleiterschichten mit verschiedener Kristallorientierung.

Von Tsuei wurde das Prinzip schließlich auch dazu benutzt, die d-Wellen-Symmetrie der Cooper-Paar Wellenfunktion für die mit Löchern dotierten Hochtemperatur-Supraleiter nach-

zuweisen. Wir hatten schon oben diskutiert, dass bei d-Wellen-Symmetrie die Wellenfunktion bei einer vollen Umdrehung der Richtung des Wellenvektors viermal ihr Vorzeichen ändert, sodass nach jeweils einer halben Umdrehung das gleiche Vorzeichen wiederkehrt. Durch entsprechendes Aneinanderlegen, wie bei den Stücken einer runden Torte, von drei Winkelbereichen, in denen die Kristallorientierung der Supraleiterschicht jeweils verschieden ist, kann erreicht werden, dass an einer der drei Korngrenzen zwischen beiden Seiten ein Vorzeichenwechsel der Wellenfunktion stattfindet. Diese Randbedingung bewirkt, dass sich die Wellenfunktion bei einem Umlauf der Richtung um den gemeinsamen Treffpunkt der drei Winkelbereiche nicht reproduziert, sondern dass ein Wechsel im Vorzeichen übrig bleibt. Man spricht in diesem Fall von sogenannter Frustration. Als notwendige Folge wird am gemeinsamen Treffpunkt der drei Korngrenzen spontan ein exakt halbzahliges magnetisches Flussquant gebildet. Der Nachweis dieses halbzahligen Flussquants gelang Tsuei und Mitarbeitern mit Hilfe eines SQUID-Rastermikroskops. Die Herstellung der drei durch scharfe Korngrenzen voneinander getrennten Bereiche der Supraleiterschicht mit jeweils verschiedener Kristallorientierung erfolgte durch die Verwendung eines Trikristalls als Substrat, wobei dieser Kristall aus drei entsprechend orientierten Winkelbereichen zusammengesetzt war. Dieses Trikristall-Experiment und der Nachweis des spontan erzeugten halbzahligen magnetischen Flussquants am gemeinsamen Treffpunkt der drei Korngrenzen ist als einer der eindrucksvollsten Beweise für die d-Wellen-Symmetrie in den löcherdotierten Hochtemperatur-Supraleitern anzusehen.

Die Überraschung durch die Entdeckung neuer supraleitender Materialien mit relativ hohen Werten der kritischen Temperatur war aber mit den gefundenen Kuprat-Supraleitern noch nicht beendet. Im März 2001 berichtete die Arbeitsgruppe von J. Akimitsu an der Aoyama-Gakuin Universität in Tokio in der Zeitschrift „Nature“, dass die nur aus zwei Elementen bestehende Verbindung MgB_2 supraleitend ist, mit der kritischen Temperatur $T_c = 39$ Kelvin. Schon im Januar hatte Akimitsu seine Entdeckung auf einer Konferenz in Japan mitgeteilt, und sogleich setzten wieder in vielen Gruppen Forschungsaktivitäten ein, um die physikalischen Eigenschaften dieses neuen Supraleiters herauszufinden. Die Kristallstruktur des Magnesiumdiborids ist, ähnlich wie bei den Kupraten, durch einen geschichteten Aufbau gekennzeichnet. Ebenen von hexagonal angeordneten Magnesium Atomen und solche von in Bienenwabenform graphitähnlich angeordneten Bor Atomen liegen abwechselnd übereinander. Erwartungsgemäß wurde wieder gefunden, dass die Supraleitung auf der Bildung von Cooper-Paaren beruht. Die Wellenfunktion der Paare zeigt keine ausgeprägte Richtungsabhängigkeit und besitzt offenbar s-Wellen-Symmetrie, wie bei den klassischen Supraleitern.

Es sind besonders die gegenüber den klassischen Supraleitern relativ hohen Werte der kritischen Temperatur mit der sich bietenden Möglichkeit, schon bei Abkühlung auf 77 Kelvin mit flüssigem Stickstoff die Supraleitung nutzen zu können, die der Suche nach den technischen Anwendungen der Hochtemperatur-Supraleiter großen Auftrieb verleihen. Dies betrifft sowohl die Anwendungen in der Elektronik und Mikroelektronik als auch die Hochstromanwendungen. Zur Erläuterung sollen die folgenden Beispiele genügen. Das Prinzip der Bikristall-Substrate zur Herstellung von Josephson-Kontakten und SQUIDs auf der Basis dünner Schichten von Hochtemperatur-Supraleitern wird bereits vielseitig für messtechnische Anwendungen genutzt. Für Hochfrequenzfilter, die aus Hochtemperatur-Supraleiterschichten angefertigt sind, deuten sich vielversprechende Anwendungen an. Hier ist es vor allem die mit den Supraleiterschichten erzielte größere Schärfe der Hochfrequenz Kanäle, die es ermöglicht, innerhalb des verfügbaren Frequenzbands deutlich mehr Kanäle als bisher unterzubringen.

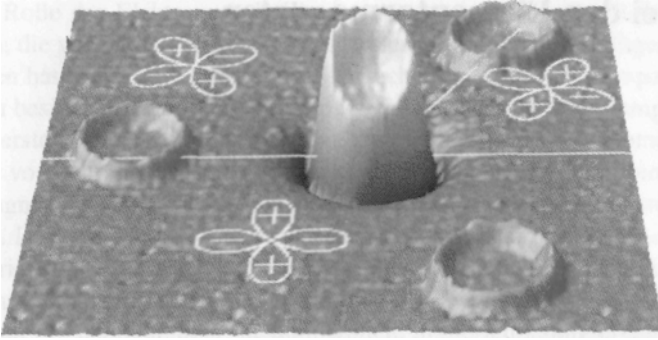


Abbildung 9.6: Trikristall-Experiment von Tsuei zum Nachweis der d-Wellen-Symmetrie der quantenmechanischen Cooper-Paar-Wellenfunktion in dem Kupratsupraleiter $Y_1Ba_2Cu_3O_7$. Das Substrat ist ein künstlich hergestellter Trikristall, bei dem drei verschieden orientierte einkristalline Kristallteile durch atomar scharfe Korngrenzen voneinander getrennt sind. Diese Kristallstruktur mit ihren Korngrenzen überträgt sich exakt auf die darüber präparierte Supraleiterschicht. Die Korngrenzen sind durch die geraden weißen Linien markiert. In den drei durch die Korngrenzen voneinander getrennten Kristallteilen ist die verschieden orientierte d-Wellen-Symmetrie der Cooper-Paar-Wellenfunktion durch die weißen vierblättrigen Figuren angedeutet. An verschiedenen Stellen sind aus der YBaCuO Schicht insgesamt vier supraleitende Ringe fabriziert, während der restliche Teil der Schicht entfernt wurde. Die Orientierungen der drei Kristallteile sind so gewählt, dass bei vorhandener d-Wellen-Symmetrie der Wellenfunktion in dem Ring um den gemeinsamen Treffpunkt der drei Kristallteile spontan ein exakt halbzahliges magnetisches Flussquant erzeugt wird, während sich bei den übrigen drei Ringen nichts ereignet. Das Bild wurde mit Hilfe eines SQUID-Rastermikroskops gewonnen und zeigt in dem mittleren Ring um den gemeinsamen Treffpunkt der drei Kristallteile das halbzahlige magnetische Flussquant. Die übrigen Ringe bleiben nur schwach angedeutet. (C. C. Tsuei)

Beispielsweise werden in den USA bereits mehr als tausend Basis-Stationen für den mobilen Telefonverkehr mit dieser Technologie betrieben. Bei den Hochstromanwendungen wird an der Entwicklung von Magnetspulen aus Hochtemperatur-Supraleitern intensiv gearbeitet. Schließlich sind supraleitende Systeme zur elektrischen Strombegrenzung in der Energietechnik in einem aussichtsreichen Entwicklungsstadium. Diese Systeme sollen eine schnelle Unterbrechung des elektrischen Stroms ermöglichen, wenn durch Überlastung Schäden an den elektrischen Leitungen drohen.

10 Ordnung bei den Elementarmagneten

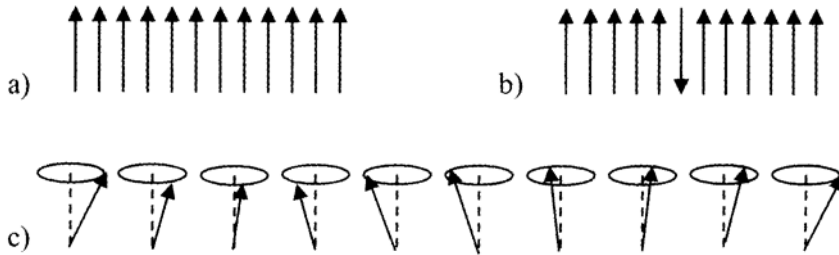


Abbildung 10.1: Elementarmagnete in einem einfachen Ferromagneten. (a) Im Grundzustand sind alle Elementarmagnete in der gleichen Richtung ausgerichtet, (b) Eine mögliche Anregung aus dem Grundzustand: ein Spin wird umgeklappt, (c) Spinwelle in einer Kette von Spins in perspektivischer Darstellung.

Die Rolle der Elektronen als Elementarmagnete hat in den Kristallen wichtige Konsequenzen, die wir in diesem Kapitel kennen lernen wollen. Diese Eigenschaft von Elementarmagneten hat bei den Elektronen zwei Ursachen: den Eigendrehimpuls oder Spin, den jedes Elektron besitzt, und den Bahndrehimpuls, der aus der Bahnbewegung des Elektrons stammt. Bei der ersten Ursache spricht man von dem magnetischen Spinnmoment und bei der zweiten Ursache von dem magnetischen Bahnmoment. Den halbzahligen Spin und das damit verbundene magnetische Moment als fundamentale Eigenschaften des Elektrons hatte der Engländer P. A. M. Dirac im Jahr 1928 theoretisch gefunden als er die Physik der Speziellen Relativitätstheorie auf die quantenmechanische Wellengleichung für das Elektron anwendete. Da der Elektronenspin der Richtungsquantisierung unterliegt, sind in einer vorgegebenen Richtung immer nur die parallele oder die antiparallele Spinorientierung erlaubt. Mit seinem Konzept des Spins hatte Dirac die Erklärung für viele bis dahin unerklärte experimentelle Beobachtungen gefunden, die in den damaligen Worten von W. Pauli „eine eigentümliche, klassisch nicht beschreibbare Zweideutigkeit der quantentheoretischen Eigenschaften des Leuchtelektrons“ in den Energiespektren angedeutet hatten.

Der sogenannte Diamagnetismus beruht auf dem magnetischen Bahnmoment und ist eine Eigenschaft aller Stoffe. Er kann aber durch andere magnetische Erscheinungen überdeckt werden. In reiner Form tritt er auf, wenn sich die magnetischen Spinnmomente aller Atomelektronen gegenseitig aufheben, sodass nur noch das magnetische Bahnmoment übrig bleibt. Diese vollständige Aufhebung ist bei den Atomen mit abgeschlossenen inneren Elektronenschalen bzw. mit einer geraden Anzahl von Elektronen der Fall. In einem äußeren Magnetfeld werden in den diamagnetischen Stoffen inneratomare Ringströme angeworfen, deren Magnetfeld dem äußeren Magnetfeld entgegengesetzt gerichtet ist. Hierbei findet die sogenannte Lenzsche Regel Beachtung. Diese Regel besagt, dass durch die induzierten elektrischen Ströme das verursachende Magnetfeld immer geschwächt wird. Die sogenannte diamagnetische Suszeptibilität ist daher negativ. Der Bahnanteil des Magnetismus der Elektronen im Leitungsband von Metallen liefert einen diamagnetischen Beitrag, den Landau im Jahr 1930 als erster mit Hilfe der exakten quantenmechanischen Theorie berechnet hatte. In einem früheren Kapitel haben wir diese Theorie von Landau schon besprochen. Perfekten Diamagnetismus hatten wir bereits bei der Supraleitung im Zusammenhang mit dem Meissner-Effekt kennen gelernt.

Wenn die Elektronenschalen nicht abgeschlossen sind bzw. wenn die Anzahl der Elektronen pro Atom ungerade ist, existieren im Kristall nicht vollständig kompensierte magnetische Spinnmomente. Wir haben es dann mit dem sogenannten Paramagnetismus zu tun. In dem paramagnetischen Material sind die magnetischen Spinnmomente zunächst völlig ungeordnet. Sie drehen sich jedoch in die Richtung des äußeren Magnetfelds, falls ein solches vorhanden ist. Die Elektronen verhalten sich hierbei ähnlich wie eine Kompass-Nadel, die sich in Richtung des Erdmagnetfelds dreht. Die vollständige Ausrichtung der magnetischen Spinnmomente wird aber durch die Wärmebewegung der Elementarmagnete behindert. Mit wachsender Temperatur nimmt die thermische Bewegung der Elementarmagnete zu. Entsprechend nimmt der Grad der Ausrichtung der magnetischen Spinnmomente ab. Dies führt zu dem berühmten Curieschen Gesetz, nach dem die in diesem Fall positive magnetische Suszeptibilität umgekehrt proportional zur Temperatur ist. Der Franzose Pierre Curie war mit Marie Curie, der Entdeckerin des Radiums, verheiratet. Er hatte sein Gesetz im Jahr 1895 publiziert. Es war dies zum ersten Mal, dass ein Gesetz auf dem Gebiet des Magnetismus der Stoffe formuliert worden war. Curie's Publikation mit mehr als einhundert Seiten fasste die Ergebnisse eines umfangrei-

chen Forschungsprogramms zusammen, in dem zahlreiche Substanzen in großen Bereichen von Magnetfeld und Temperatur untersucht worden waren. Sein Name steht am Anfang einer Reihe von französischen Wissenschaftlern, die Frankreich schon früh zu einem wichtigen Zentrum der Forschung auf dem Gebiet des Magnetismus gemacht haben. Zu dieser Reihe von französischen Forschern zählen unter anderen P. Langevin, P. Weiss, L. Brillouin und L. E. F. Néel.

Paul Langevin, ein Schüler von P. Curie, hat das paramagnetische Verhalten theoretisch analysiert. Dabei fand er heraus, dass für die Abhängigkeit der sogenannten Magnetisierung von der Temperatur und von der Stärke des Magnetfelds nur das Verhältnis von Magnetfeld zur Temperatur entscheidend ist. Für den Grenzfall niedriger Magnetfelder und hoher Temperaturen erhielt er wieder das Curiesche Gesetz, während er für den umgekehrten Grenzfall fand, dass die Magnetisierung einem konstanten Wert zustrebt. Langevin hatte sein Ergebnis noch im Rahmen der klassischen Physik erhalten. Wird die von der Quantenmechanik geforderte Richtungsquantisierung der Elektronenspins berücksichtigt, ergeben sich jedoch qualitativ ähnliche Ergebnisse wie im klassischen Fall. Im Jahr 1905 hatte Langevin auch schon den sogenannten magneto-kalorischen Effekt bei paramagnetischen Substanzen vorhergesagt. Dieser Effekt ist die Grundlage des Verfahrens der sogenannten adiabatischen Entmagnetisierung, das wir im ersten Kapitel schon als eine Methode zur Abkühlung auf tiefe Temperaturen kennen gelernt haben. Die bei der Ausrichtung der magnetischen Spinnmomente der Elektronen parallel zum äußeren Magnetfeld umgesetzte Wärmeenergie spielt hier die zentrale Rolle.

Bei den Elektronen im Leitungsband eines Metalls erzeugt ihr magnetisches Spinnmoment ebenfalls einen Beitrag zum Paramagnetismus. Klassisch würden wir auch wieder ein Verhalten gemäß dem Curieschen Gesetz erwarten mit dem Ergebnis, dass die paramagnetische Suszeptibilität umgekehrt proportional zur Temperatur ist. Wegen des Ausschließungsprinzips von Pauli müssen die Elektronen im Leitungsband aber den Verboten der Quantenstatistik gehorchen. Wie wir in einem früheren Kapitel schon diskutiert haben, kann deshalb nur der durch den Reduktionsfaktor $k_B T / \varepsilon_F$ angegebene Bruchteil der Elektronen im Leitungsband zum Paramagnetismus beitragen. Indem wir das Curiesche Gesetz mit dem Faktor $k_B T / \varepsilon_F$ multiplizieren, sehen wir, dass sich die Temperatur jetzt aus dem Ausdruck für die paramagnetische Suszeptibilität herauskürzt, und dass die letztgenannte Größe unabhängig von der Temperatur wird, in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Als erster hat W. Pauli diese Theorie des Spin-Paramagnetismus der Metallelektronen vorgeschlagen.

Bei einer genauen Betrachtung finden wir für die Elektronen im Leitungsband eines Metalls, dass der negative Beitrag vom Diamagnetismus nach Landau zur magnetischen Suszeptibilität dreimal kleiner ist als der positive Beitrag vom Paramagnetismus nach Pauli. Im Endergebnis überwiegt somit bei den Metallelektronen des Leitungsbands der Paramagnetismus.

Neben den Erscheinungen des Diamagnetismus und des Paramagnetismus, die beide durch ein äußeres Magnetfeld hervorgerufen werden, gibt es noch eine weitere Form des Magnetismus, bei der sich die Elementarmagnete im Kristall spontan in einer bestimmten Richtung anordnen. Das Kommando durch ein äußeres Magnetfeld zur Ordnung ist in diesem Fall nicht mehr notwendig. Es handelt sich hierbei um den sogenannten Ferromagnetismus und seine verschiedenen abgewandelten Formen. Eine dieser abgewandelten Formen ist beispielsweise der Antiferromagnetismus. Beim Ferromagnetismus sind wir mit der folgenden zentralen Frage konfrontiert: Was bewirkt, dass sich die magnetischen Momente der Elektronen von

benachbarten Atomen im Kristall spontan, also ohne ein äußeres Magnetfeld, gegenseitig in genau gleicher Richtung ausrichten und so von allein einen perfekt geordneten Zustand annehmen? Die entscheidende Antwort, die dann auch richtungweisend für die weitere Entwicklung wurde, hat W. Heisenberg im Jahr 1928 gegeben. Seiner Antwort war eine fast zweijährige intensive Korrespondenz mit W. Pauli vorausgegangen. Heisenbergs Grundgedanke beruhte wieder auf der Ununterscheidbarkeit der Elektronen als Elementarteilchen und der daraus resultierenden Symmetrieforderung an die Wellenfunktion gegenüber einer Vertauschung der Elektronen. Indem er den Kristall als Erweiterung eines Moleküls auffasste, konnte Heisenberg damals auf dem gerade erst entstandenen Konzept der Austauschenergie etwa bei den zwei Elektronen des Heliumatoms oder des Wasserstoffmoleküls (H_2) aufbauen. Zum ersten Mal hat er in diesem Zusammenhang die Wechselwirkung zwischen den Elektronen im Kristall mit Hilfe der Quantenmechanik behandelt. Es wurde deutlich, dass die für den Ferromagnetismus erforderliche parallele Einstellung der magnetischen Spinnmomente der Elektronen benachbarter Atome im Kristall von der Form der Wellenfunktion der Elektronen und der Anzahl der nächsten Nachbarn im Kristallgitter abhängt. Der zur Beantwortung der vielen Fragen notwendige mathematische Formalismus befand sich damals noch in den Anfängen und musste parallel mit der Quantentheorie des Ferromagnetismus erst entwickelt werden. Hierzu hatte Heisenberg den richtigen Anstoß gegeben.

Ein phänomenologisches Verständnis des Ferromagnetismus war aber schon vorher vorhanden gewesen. Der Franzose Pierre Weiss hatte im Jahr 1907 die Hypothese des Molekularfelds oder Austauschfelds entwickelt, die rasch besonderen Erfolg hatte. Ohne den mikroskopischen Ursprung zu erklären, hatte er ein mittleres effektives Magnetfeld im Kristall postuliert, das die exakte Ordnung der Elementarmagnete verursacht. Die erst etwa 20 Jahre später aufkommende Idee der quantenmechanischen Austauschenergie wurde so durch den Begriff des effektiven „Weiss’schen Felds“ substituiert. Aus den experimentellen Materialdaten lassen sich bei einigen Substanzen Werte für das Weiss’sche Feld von deutlich mehr als dem Zehnmillionenfachen des Erdmagnetfelds ableiten. Auch hierdurch kommt der hohe Betrag der später konzipierten quantenmechanischen Austauschenergie beim Magnetismus zum Vorschein. Schon während seiner Doktorarbeit hatte sich Weiss mit dem Magnetismus beschäftigt und dieses Thema anschließend nicht mehr aus den Augen verloren. Als Kind hatte er mit seiner Familie seine Heimat im Elsass verlassen müssen, nachdem diese Provinz 1870 von Preußen eingenommen wurde. Im Jahr 1902 hatte er einen Ruf an die ETH in Zürich angenommen. Erst 1919 nach dem Ende des 1. Weltkriegs konnte er in seine Heimat nach Strassburg zurückkehren, um dort die Leitung des Physikalischen Instituts der Universität zu übernehmen.

Die spontane Ausrichtung der Elementarmagnete in einem Ferromagnet kann nicht bis zu beliebig hohen Temperaturen aufrecht erhalten werden und verschwindet abrupt bei der sogenannten Curie-Temperatur T_{CU} . Oberhalb der Temperatur T_{CU} haben wir nur noch Paramagnetismus. Anstelle des Curieschen Gesetzes gilt hier das Curie-Weiss’sche Gesetz für die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität: die magnetische Suszeptibilität ist umgekehrt proportional zum Temperaturabstand $T - T_{CU}$ von der Curie-Temperatur. Unterhalb der Curie-Temperatur steigt die spontane Magnetisierung mit abnehmender Temperatur steil an und läuft bei tiefen Temperaturen auf einen konstanten Sättigungswert zu. Eisen (Fe), Kobalt (Co) und Nickel (Ni) sind bekannte ferromagnetische Elemente. Die Curie-Temperatur beträgt bei Eisen 1043 Kelvin, bei Kobalt 1390 Kelvin und bei Nickel 630 Kelvin.

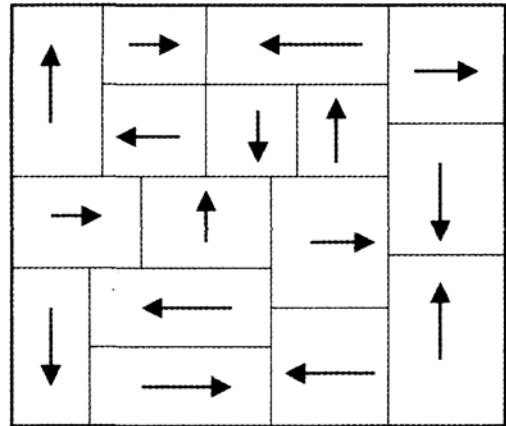


Abbildung 10.2: Weiss'sche Bezirke im nicht-magnetisierten Eisen (schematisch)

Im Laufe der Zeit trat beim Verständnis der ferromagnetischen Ordnung der Elementarmagnete eine Schwierigkeit immer deutlicher zu Tage: bei tiefen Temperaturen war die Magnetisierung immer noch viel kleiner als man erwarten würde, wenn sämtliche Elementarmagnete im ganzen Kristall überall in genau der gleichen Richtung ausgerichtet wären. Die Auflösung dieses Problems kam wieder hauptsächlich von Pierre Weiss. Aus energetischen Gründen ist der Kristall in viele einzelne Bezirke unterteilt, wobei in jedem Bezirk alle Elementarmagnete noch exakt einheitlich geordnet sind. Die Bezirke untereinander haben aber unterschiedliche Richtungen ihrer jeweiligen Magnetisierung, sodass sie sich in ihrer Summe gegenseitig weitgehend auslöschen. Für die einzelnen Bezirke hat Weiss die Bezeichnung „magnetische Domänen“ eingeführt. In schönen Experimenten hat der Amerikaner Francis Bitter im Jahr 1931 die Grenzbereiche zwischen den Domänen dadurch sichtbar gemacht, indem er ein feines magnetisches Pulver auf die Oberfläche der magnetisierten Probe gestreut hat. Da das magnetische Pulver eine Anziehungskraft auf diese Grenzbereiche hin erfährt, wird die Domänenstruktur auf diese Weise markiert. Die Methode ist heute als das sogenannte Bitter-Dekorationsverfahren bekannt. Auf andere Weise hatte H. Barkhausen schon etwa 10 Jahre vorher eindrucksvolle Hinweise auf die Existenz der magnetischen Domänen bei ferromagnetischen Substanzen erhalten. Bei ansteigendem Magnetfeld beobachtete er wie die Magnetisierung in deutlichen kleinen Sprüngen diskontinuierlich zunahm, da eine Domäne nach der anderen ihre Magnetisierung in die Richtung des äußeren Magnetfelds gedreht hat. Diese sogenannten Barkhausen-Sprünge konnte er mit Hilfe des induzierten und verstärkten elektrischen Stroms in einer Spule erkennen, die um die Probe gewickelt war.

Mit der physikalischen Eigenschaft der Zwischenwand, die zwei magnetische Domänen mit verschiedener Richtung ihrer jeweiligen Magnetisierung voneinander trennt, hatte sich F. Bloch schon gleich nach seiner Doktorarbeit auseinandergesetzt. Hierbei musste er die Drehung der Magnetisierungsrichtung von der einen Domäne in die andere innerhalb der Zwischenwand modellmäßig behandeln. Auf der Grundlage von Heisenbergs Konzept der Austauschenergie von zwei benachbarten magnetischen Spinnmomenten berechnete Bloch den Energiebetrag, der notwendig ist, um die beiden Spinnmomente etwas von der exakten Parallelausrichtung voneinander weg zu drehen. Diese Drehung setzt sich dann von einem magnetischen Spin-Paar zum nächsten schrittweise fort, sodass nach einer bestimmten Anzahl

von Schritten eine komplette Drehung der Magnetisierung von der ursprünglichen Richtung in die Richtung der benachbarten Domäne erfolgt. Der Kristallbereich, in dem diese komplette Drehung stattfindet, wird als Blochwand bezeichnet. Mit der Blochwand ist eine bestimmte Wandenergie verbunden. Bei Eisen beträgt die Dicke der Blochwand beispielsweise etwa 300 Atomabstände im Kristallgitter.

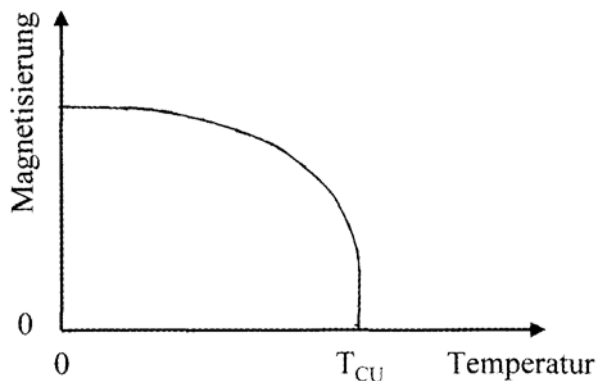


Abbildung 10.3: Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung bei einem Ferromagnet. Die Magnetisierung verschwindet abrupt bei der Curie-Temperatur T_{CU} .

Im niedrigsten Energiezustand eines Ferromagneten, dem sogenannten Grundzustand, sind alle Spins exakt parallel zueinander ausgerichtet. Dieser Grundzustand wird allerdings nur im Grenzfall verschwindender Temperatur angenommen. Bei endlichen Temperaturen treten Abweichungen von der exakt parallelen Spinausrichtung auf in Form von thermisch angeregten sogenannten Spinwellen. Die Rolle der Spinwellen ist ähnlich wie die der Phononen, die als quantisierte Gitterschwingungen die Abweichungen von der perfekt periodischen räumlichen Anordnung der atomaren oder molekularen Bausteine im Kristall verursachen, und die im 3. Kapitel im Mittelpunkt stehen. Spinwellen sind quantisierte energetische Anregungen im magnetischen Einkristall. Die Energiequanten der Spinwellen werden als Magnonen bezeichnet. Als energetische Anregungen sind Magnonen ununterscheidbare Elementarteilchen, die ähnlich wie die Phononen der Bose-Einstein-Statistik unterliegen. Anschaulich handelt es sich bei den Magnonen um wellenförmig durch den Kristall laufende mehr oder weniger stark ausgeprägte Abweichungen des magnetischen Spinmoments von einer festen Vorzugsrichtung. Das Konzept der Spinwellen in der Theorie des Ferromagnetismus stammt ebenfalls von F. Bloch und findet sich in seiner Habilitationsschrift, die er 1932 publiziert hat. Im Anschluss an seine Dissertation über die Quantenmechanik der beweglichen Elektronen im Kristallgitter hatte er sich der Theorie des Ferromagnetismus zugewandt, nachdem sein Lehrer Heisenberg die entscheidenden Grundlagen für diese Theorie gelegt hatte. Die thermische Anregung von Spinwellen oder Magnonen beeinflusst die spezifische Wärme und die Sättigungsmagnetisierung bei einem Ferromagnet. In beiden Fällen führt der Beitrag der Magnonen zu dem berühmten von F. Bloch abgeleiteten $T^{3/2}$ Gesetz für die Temperaturabhängigkeit der Größen. Magnonen tragen auch zur Wärmeleitfähigkeit der Kristalle bei und wirken sich bei den elektrischen Transporteigenschaften wie der elektrischen Leitfähigkeit und den thermoelektrischen Erscheinungen aus. Ähnlich wie bei den Phononen kann das Energiespektrum der Magnonen experimentell durch unelastische Streuung von Neutronen bestimmt werden.

Neben der parallelen Ausrichtung der magnetischen Spinmomente beim Ferromagnetismus gibt es auch den Fall der genau antiparallelen Ausrichtung der Spins benachbarter Atome

im Kristall. Man spricht dann vom Antiferromagnetismus. Das sogenannte quantenmechanische Austauschintegral ist beim Antiferromagnetismus negativ, während es beim Ferromagnetismus positiv ist. Den Gedanken, dass es auch eine magnetische Ordnung im Kristall geben müsste, bei der die magnetischen Spinnomente benachbarter Atome genau entgegengesetzt gerichtet sind, hat der Franzose L. E. F. Néel schon Ende der 20er Jahre ausgesprochen. Nachdem er sein Studium in Paris beendet hatte, war Néel seit dem Jahr 1928 Assistent bei P. Weiss in Strassburg. Seine ganze Karriere hat Néel dem Magnetismus gewidmet, bis 1940 in Strassburg und anschließend in Grenoble. Später hat er wie kein zweiter dafür gewirkt, dass Grenoble zu dem bedeutenden Zentrum der Materialwissenschaft und Festkörperphysik in Frankreich wurde, für das Grenoble heute überall bekannt ist. Bei seiner frühen Idee der antiparallelen Spinausrichtung benachbarter Atome im Kristall hatte Néel die Vorstellung von zwei ineinander gestellten Gittern, sogenannte Untergitter, die jeweils für sich ferromagnetische Ordnung besitzen, aber untereinander in genau entgegengesetzter Richtung magnetisiert sind. Insgesamt ist der Kristall somit magnetisch neutral. Die experimentellen Hinweise für diese neuartige Möglichkeit der magnetischen Ordnung, über die sich Néel viele Gedanken gemacht hat, waren deshalb aber auch nicht einfach zu erhalten. Erste positive Ergebnisse lieferten 1938 Messungen an Manganoxid (MnO). Die endgültige Bestätigung der Hypothese von zwei ineinander gestellten Untergittern, die jeweils entgegengesetzt magnetisiert sind, erfolgte im Jahr 1949 durch elastische Beugungsexperimente mit Neutronen. Die antiferromagnetische Ordnung verschwindet oberhalb der sogenannten Néel-Temperatur. Die Bezeichnung Antiferromagnetismus hatte der Amerikaner Francis Bitter 1938 in einer theoretischen Arbeit vorgeschlagen. Ein in den letzten Jahren besonders bekannt gewordenes Beispiel ist die antiferromagnetische Ordnung der magnetischen Spinnomente der Kupferatome in den Kupferoxid-Ebenen der Materialien für die Hochtemperatur-Supraleitung im undotierten Zustand.

Auch beim Antiferromagnetismus werden bei endlicher Temperatur antiferromagnetische Spinwellen thermisch angeregt. Man spricht von antiferromagnetischen Magnonen. Sie tragen zur spezifischen Wärme und zur Wärmeleitfähigkeit der Kristalle bei, mit einer Temperaturabhängigkeit proportional zu T^3 bei tiefen Temperaturen, ähnlich wie bei den Phononen. Ihr Energiespektrum lässt sich durch unelastische Streuung von Neutronen bestimmen.

Neben den beiden diskutierten magnetischen Ordnungsprinzipien des Ferromagnetismus und des Antiferromagnetismus gibt es noch andere geordnete magnetische Strukturformen. Auf diese weiteren Details wollen wir hier nicht mehr eingehen.

Unsere gesamte Diskussion des Magnetismus in diesem Kapitel hat sich bisher auf die Elektronen als Elementarmagnete beschränkt. Es gibt jedoch auch noch den sogenannten Kernmagnetismus, der mit den Atomkernen als Elementarmagnete verbunden ist. Da die Elementarmagnete der Atomkerne aber etwa zweitausend mal schwächer sind als die der Elektronen, wirkt sich der Kernmagnetismus nur bei sehr tiefen Temperaturen aus. Das Verhältnis von Magnetfeld zur Temperatur muss beispielsweise beim Paramagnetismus der Atomkerne gegenüber dem Paramagnetismus der Elektronen zweitausendmal größer sein, um das gleiche Ausmaß an Ausrichtung der Kernspins zu erzielen. Wir werden deshalb den Kernmagnetismus nicht weiter besprechen.

Für technische Anwendungen sind ferromagnetische Materialien schon seit langem interessant. In vielen Büros und Haushalten finden sich die kleinen Haftmagnete. Anspruchsvollere Anwendungen der Dauermagnete gibt es in der Elektrotechnik und auch in der Verkehrstech-

nik. Magnetische Kupplungen bringen häufig besondere Vorteile. Die magnetische „Härte“ eines Dauermagnet-Werkstoffs wird durch die sogenannte Koerzitivfeldstärke gemessen. Sie gibt die Stärke des Magnetfelds an, bei dem der unmagnetische Materialzustand wieder erreicht wird, wenn das ein zweites mal angelegte Magnetfeld umgekehrt zur Magnetisierungsrichtung des Werkstoffs orientiert ist. Hierbei erinnern wir daran, dass die Magnetisierung in allen oben diskutierten Weiss'schen Bezirken zuerst einmal durch ein entsprechendes Magnetfeld in die gleiche Richtung gedreht werden muss, um einen starken Dauermagneten zu erhalten. Zu den ältesten und bewährtesten Dauermagnet-Werkstoffen gehören Legierungen aus Aluminium, Nickel und Kobalt (AlNiCo). Rekordwerte der Koerzitivfeldstärke werden in Legierungen aus Samarium und Kobalt (SmCo_5) erzielt. Ökonomische Vorteile bieten Sintermaterialien wie beispielsweise Barium- oder Strontium-Ferrit, die aus magnetischem Pulver von kleinen Eindomänen-Teilchen hergestellt sind. Für das großtechnische Projekt der Magnet-Schwebebahn Transrapid sind die letztgenannten Sintermaterialien für die Tragmagnete besonders geeignet.

In den letzten Jahren ist der Magnetismus auch immer weiter in die Mikroelektronik vorgezogen und hat hier höchst interessante Entwicklungen verursacht. Zusätzlich zu der elektrischen Ladung spielen in diesem Fall der Spin und das damit verbundene magnetische Moment des Elektrons bei den magnetoelektronischen Bauelementen eine entscheidende Rolle. Eine wichtige Voraussetzung waren bei dieser Entwicklung die großen Fortschritte in der Technologie für die Präparation von dünnen Schichten und von Schichtpaketen aus verschiedenen Einzellagen, wobei der Schichtaufbau bis zu nahezu atomarer Genauigkeit erfolgt. Das Gebiet wird inzwischen als Magnetoelektronik, Spin-Elektronik oder auch Spintronik bezeichnet. Während in den sonst üblichen elektronischen Schaltkreisen die Spins der Elektronen beliebig orientiert sind und keinen Einfluss auf den elektrischen Stromfluss haben, werden in der Spintronik sogenannte spinpolarisierte Ströme benutzt, bei denen der Spin der beweglichen Elektronen in einer bestimmten Richtung orientiert ist. Der Spin dient in diesem Fall dazu, den elektrischen Stromfluss zu kontrollieren. Wichtige Anwendungsfelder der Magnetoelektronik ergeben sich in der magnetischen Technologie zur Datenverarbeitung im Computer, beispielsweise bei den Leseköpfen für Festplatten und bei den magnetischen Speicherelementen. Zu nennen ist ferner die Magnetosensorik für die Fahrzeugtechnik, den Maschinenbau und die Medizintechnik. Ein vielversprechendes Ziel ist gegenwärtig für die nicht allzu ferne Zukunft die enge Verknüpfung der Magnetoelektronik mit der Halbleiter-Technologie.

Schon in der vorigen Generation von magnetischen Sensoren, beispielsweise in den Leseköpfen zum Auslesen der gespeicherten Daten von Festplatten, wird die durch ein äußeres Magnetfeld verursachte elektrische Widerstandsänderung einer ferromagnetischen Schicht ausgenutzt. Die magnetische Datenspeicherung beruht auf kleinen magnetischen Domänen, die durch ihre unterschiedliche Magnetisierung die „0“ oder „1“ der digitalen Information repräsentieren. Durch die elektrische Widerstandsänderung im Lesekopf wird das lokale Magnetfeld an der Oberfläche der Festplatte und damit die digitale Information ermittelt. Im Jahr 1988 hat diese Technologie einen bedeutenden sprunghaften Fortschritt erlebt als Peter Grünberg am deutschen Forschungszentrum Jülich und etwa gleichzeitig Albert Fert an der Université Paris Sud den sogenannten Riesenmagnetwiderstand entdeckten. Dieser Entdeckung war zwei Jahre vorher die Beobachtung eines ungewöhnlichen magnetischen Verhaltens in mehrlagigen Eisen-Chrom-Schichten durch P. Grünberg vorausgegangen. Zwischen zwei ferromagnetischen Eisenschichten, die durch eine dünne nicht-magnetische metallische Chromschicht

voneinander getrennt sind, besteht offenbar eine Kopplung, sodass sich die Magnetisierung benachbarter Eisenschichten entweder parallel oder antiparallel ausrichtet. Welche von beiden Kopplungsalten eintritt, hängt von der Dicke der nicht-magnetischen Zwischenschicht ab und wechselt mit zunehmender Dicke dieser Schicht zwischen antiparallel und parallel. Der elektrische Widerstand beim Stromfluss entlang des Schichtpakets hängt jetzt empfindlich davon ab, ob zwei benachbarte Eisenschichten in der gleichen oder in der entgegengesetzten Richtung magnetisiert sind.

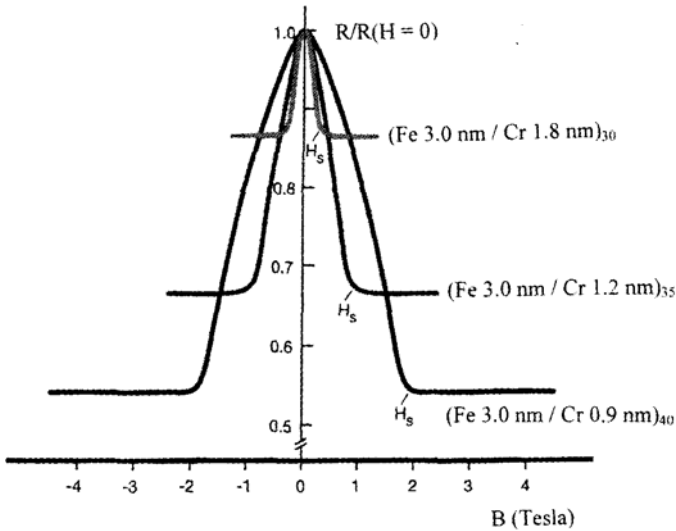


Abbildung 10.4: Riesenmagnetwiderstand: Elektrischer Widerstand (bezogen auf den Widerstand bei Magnetfeld Null) aufgetragen in Abhängigkeit von dem äußeren Magnetfeld B für verschiedene mehrlagige Eisen-Chrom-Schichten bei der Temperatur von 4,2 Kelvin. H_S bezeichnet das Magnetfeld, bei dem die Magnetisierungen der Eisen Schichten parallel ausgerichtet werden. Kennzeichnung der Schichtstrukturen: beispielsweise bedeutet $(Fe\ 3,0\ nm / Cr\ 1,2\ nm)_{35}$ ein Schichtpaket aus 35 Doppelschichten aus einer 3,0 nm Lage Eisen und einer 1,2 nm Lage Chrom. (M. N. Baibich)

Wir nehmen einmal ein Schichtpaket an, das aus mehreren ferromagnetischen Eisenschichten besteht, wobei jeweils zwei benachbarte Eisenschichten durch eine dünne nicht-magnetische Chromschicht voneinander getrennt sind. In Abwesenheit eines Magnetfelds sollen jeweils zwei benachbarte Eisenschichten in entgegengesetzter Richtung magnetisiert sein. In diesem Fall von sogenannter antiferromagnetischer Zwischenschicht-Kopplung wird der elektrische Stromfluss entlang des Schichtpakets durch einen relativ hohen Widerstand behindert. Durch ein äußeres Magnetfeld parallel zum Schichtpaket stellt sich die Magnetisierung in allen Eisenschichten in der Richtung des Magnetfelds ein, und der elektrische Widerstand zeigt eine deutliche Abnahme mit steigendem Magnetfeld. Dies ist das Grundprinzip des Riesenmagnetwiderstands. Eine derartige Schichtanordnung lässt sich noch verallgemeinern, indem die antiferromagnetische Zwischenschicht-Kopplung fallen gelassen wird. Beispielsweise sind magnetische Mehrlagensysteme denkbar, bei denen die Magnetisierung in

einer ferromagnetischen Schicht fixiert ist, während sie in der anderen Schicht hin und her gedreht werden kann. Dies kann durch einen deutlichen Unterschied in der Koerzitivfeldstärke der beiden ferromagnetischen Schichten erreicht werden. In diesem Fall ist auch eine relativ dicke nicht-magnetische Zwischenschicht erlaubt. Schichtanordnungen, die den Riesenmagnetwiderstand auch ohne antiferromagnetische Zwischenschicht-Kopplung zeigen, werden als Spinventile bezeichnet.

Der Riesenmagnetwiderstand des Spinventils wird bereits in Leseköpfen für die in Festplatten-Laufwerken gespeicherten Daten ausgenutzt. Innerhalb von 10 Jahren seit der Entdeckung hat sich diese technische Anwendung zu einem Milliarden-Dollar-Geschäftszweig entwickelt. Während die Richtung der Magnetisierung in einer der beiden ferromagnetischen Schichten fixiert ist, ist sie in der anderen Schicht frei einstellbar. Beim Lauf des Lesekopfes über die Festplatte wird die Magnetisierung in dieser anderen ferromagnetischen Schicht durch die niedrigen Magnetfelder, welche die dort gespeicherte digitale Information in der Form von „0“ oder „1“ repräsentieren, hin und her gedreht. Gleichzeitig ändert sich entsprechend hierbei der elektrische Stromfluss, der auf diese Weise das Auslesesignal liefert. Da diese Leseköpfe noch schwächere Magnetfelder detektieren können als ihre Vorläufer, kann die Dichte der gespeicherten Daten auf der Festplatte etwa auf das Dreifache erhöht werden.

Ein weiteres magnetoelektronisches Bauelement ist der aus drei Schichten bestehende magnetische Tunnelkontakt. In diesem Fall sind zwei ferromagnetische Metallschichten durch eine elektrisch isolierende und nur 1 nm dicke Metalloxidschicht voneinander getrennt. Elektrischer Stromfluss über den Kontakt ist nur durch den quantenmechanischen Tunnelprozess möglich. Ähnlich wie bei dem oben besprochenen Spinventil, kann der elektrische Tunnelstrom aber nur ohne zusätzliche Behinderung fließen, wenn beide ferromagnetischen Schichten in der gleichen Richtung magnetisiert sind. Andernfalls begegnet der Tunnelstrom einem hohen Widerstand. Wieder ist die Richtung der Magnetisierung in einer der beiden ferromagnetischen Schichten fixiert, während sie in der anderen Schicht in paralleler („0“) oder antiparalleler („1“) Richtung magnetisiert werden kann und sich dadurch zur Speicherung einer Informationseinheit nutzen lässt. Ein Programm zur Massenproduktion von sogenannten MRAMS (magnetic random-access memories) für die Datenspeicherung auf der Grundlage von magnetischen Tunnelkontakten wurde gemeinsam von den Firmen IBM und Infineon begonnen. 256-kilobyte MRAM Chips wurden industriell bereits gefertigt.

Als letztes Beispiel der magnetoelektronischen Bauelemente diskutieren wir den interessanten Vorschlag für einen mit spinpolarisierten elektrischen Strömen arbeitenden Feld-Effekt Transistor. Der elektrische Strom wird in diesem Fall von einem zweidimensionalen Elektronengas an der Grenzfläche einer Halbleiter-Heterostruktur aus Indium-Galliumarsenid (InGaAs) und Indium-Aluminiumarsenid (InAlAs) getragen. Das zweidimensionale Elektronengas an einer Halbleitergrenzfläche ist uns bereits im 7. Kapitel bei der Besprechung des integralen und des fraktionierten Quanten-Hall-Effekts begegnet. Im vorliegenden Fall stellt das zweidimensionale Elektronengas einen Stromkanal mit sehr hoher Beweglichkeit für die Elektronen dar. Der Kanal ist außerdem für die Elektronen praktisch frei von Stoßprozessen, die den Spin der bewegten Elektronen umklappen. Ferromagnetische Metallkontakte an beiden Enden des Kanals dienen dazu, spinpolarisierte Elektronen in den Kanal zu injizieren bzw. wieder aufzunehmen. An der Oberseite der Halbleiter-Heterostruktur befindet sich eine Metallelektrode, mit der eine elektrische Gate-Spannung senkrecht zum Stromkanal angelegt werden kann. Der Stromfluss in den als Kollektor wirkenden magnetisierten Metallkontakt

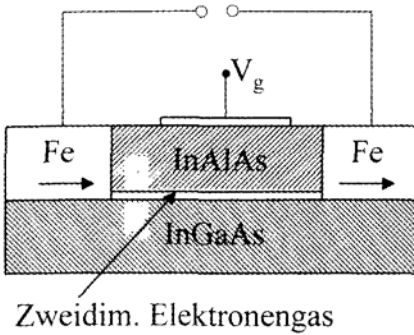


Abbildung 10.5: Schematisierter Aufbau eines spinpolarisierten Feld-Effekt-Transistors. Der elektrische Strom fließt durch das zweidimensionale Elektronengas an der Grenzfläche der Halbleiter-Heterostruktur aus InGaAs und InAlAs. Der Stromfluss wird durch die Spannung V_g an der Gate-Elektrode gesteuert.

hängt empfindlich von der Richtung der Spinpolarisation der eintreffenden Elektronen ab. Nur wenn die Spins der Elektronen in der gleichen Richtung orientiert sind wie die Magnetisierung im Kollektor, kann der elektrische Strom nahezu unbehindert fließen. Andernfalls wird der Strom durch einen relativ hohen Widerstand behindert. Im elektrischen Feld, das mit Hilfe der Gate-Spannung senkrecht zum Stromkanal erzeugt wird, werden die Spins der schnell durchlaufenden Elektronen jedoch gedreht. Der elektrische Widerstand des Transistors kann daher durch die Gate-Spannung gesteuert und moduliert werden. Für die Drehung der Spinausrichtung im senkrecht zum Stromkanal existierenden elektrischen Feld ist übrigens ein nur durch die Relativitätstheorie erklärter Effekt verantwortlich, den wir hier nicht weiter verfolgen wollen.

Die diskutierten Beispiele zeigen deutlich das große Entwicklungspotential der Magnetoelektronik, das noch keineswegs ausgeschöpft ist. Die wichtigsten Massenspeicher für die Datenverarbeitung basieren heute auf magnetischen Systemen. Es ist interessant, sich die eindrucksvolle Entwicklung der Speicherdichte von Festplatten-Laufwerken noch einmal zu vergegenwärtigen. In etwas mehr als 40 Jahren von 1956 bis zum Jahr 2000 hat sich die Speicherdichte auf das etwa Zehnmillionenfache erhöht und betrug im Jahr 2000 ungefähr 2,6 Gigabits pro cm^2 . Grundsätzlich ist für die Spintronik von besonderem Vorteil, dass der Umklapp-Prozess der Elektronenspins nur sehr wenig Energie verbraucht und extrem schnell ist.

11 Nanostrukturen: Übergitter, Quantendrähte und Quantenpunkte

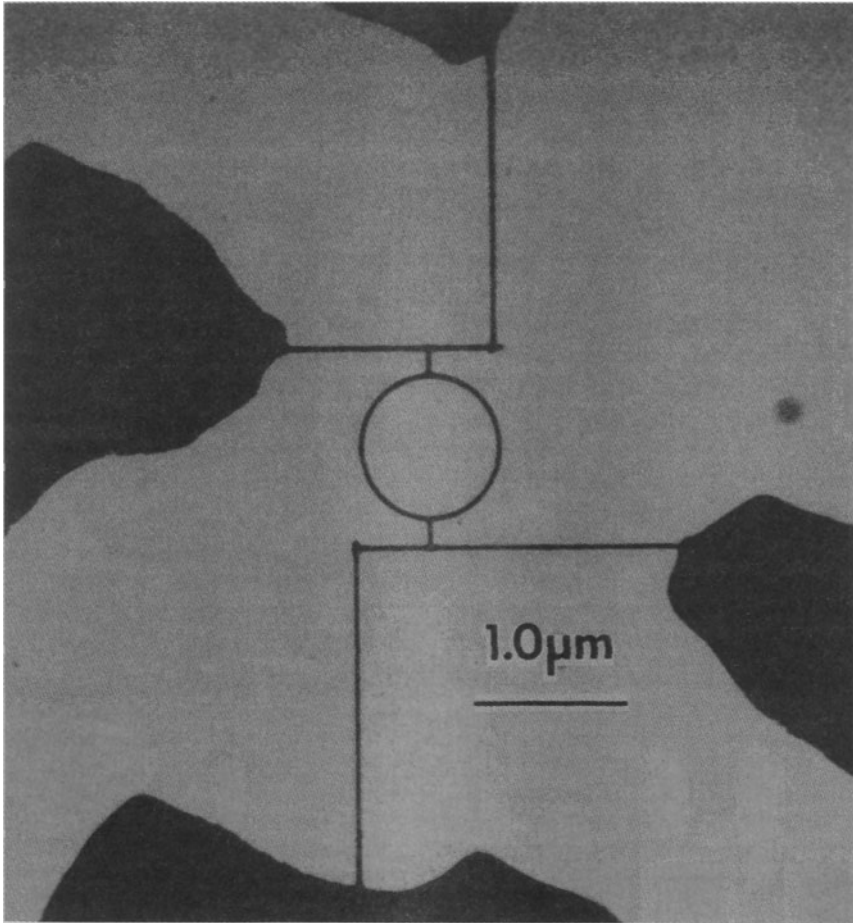


Abbildung 11.1: Mit einem Elektronen-Transmissionsmikroskop hergestellte Photographie eines Rings, der aus einer 38 Nanometer dicken Goldschicht besteht. Der Innendurchmesser des Rings ist 780 Nanometer. Die Breite der Leiterbahnen beträgt 40 Nanometer. (R. A. Webb)

Im Dezember des Jahres 1959 hielt Richard P. Feynman, einer der brilliantesten amerikanischen Physiker des vorigen Jahrhunderts, einen visionären und viel beachteten Vortrag mit dem hier in der deutschen Übersetzung wiedergegebenen Titel „Es ist noch viel Platz am untersten Ende“. Feynman hatte damals schon vorausgeahnt, was sich in den folgenden Jahrzehnten bei der fortschreitenden Miniaturisierung in der Mikroelektronik eindrucksvoll bestätigen sollte. Als einen seiner Leitgedanken benutzte er die damalige Erkenntnis der Molekularbiologie, dass nur etwa 50 Atome innerhalb der DNS Doppelkette schon für ein Bit an biologischer Information ausreichen. Der Winter 1952/53, als Rosalind Franklin vom Kings College in London mit ihren Röntgenaufnahmen die Doppelhelix Struktur der DNS zum ersten Mal bestätigt hatte, lag damals noch nicht lange zurück. Wenn wir vergleichsweise einmal eine Strukturgröße für die geometrischen Abmessungen eines elektronischen Bauelements von 100 nm, der heute gerade erreichbaren Grenze, annehmen, dann finden wir für die gesamte Anzahl der in einem Würfel mit dieser Kantenlänge von 100 nm enthaltenen Kristallatome die beträchtliche Menge von acht Millionen. Hierbei haben wir für den Atomabstand im Kristall einen mittleren Wert von 0,5 nm angenommen. Aus diesem Vergleich erkennen wir deutlich, wieviel Platz wirklich auch heute noch am untersten Ende gegenüber der molekularen Ebene der Biologie vorhanden ist.

Es war der Drang zur ständig fortschreitenden Miniaturisierung in der Mikroelektronik, der veranlasste, die Methoden für die Herstellung von mikrostrukturierten festen Stoffen ununterbrochen zu verfeinern. In diesem Zusammenhang wurde die Technologie zur Präparation von dünnen Schichten und von Schichtpaketen gewaltig vorangetrieben. Spezielle Tricks beim Abscheiden auf das Substrat und beim anschließenden Ätzprozess ermöglichen es, immer kleinere Gebilde aus dünnen Schichten herzustellen. Die Lithographiemethoden sind mittlerweile auf ultraviolettes Licht und auf Röntgenstrahlen ausgedehnt, um mit den kleineren Wellenlängen größere räumliche Auflösung zu erzielen. Elektronenstrahlen hoher Energie werden in Lithographieverfahren eingesetzt, und hochenergetische Ionenstrahlen unter Verwendung von Helium- und Wasserstoffionen werden seit kurzem bezüglich ihrer Einsatzmöglichkeiten für weiter verkleinerte Strukturabmessungen geprüft. In vielen Fällen müssen diese Herstellungsprozesse im Ultra-Hochvakuum ablaufen, und es dürfen nur ultra-reine Substanzen benutzt werden. Das Wort „ultra“ taucht auf diesem Feld schon seit einiger Zeit immer häufiger auf. Im Rahmen der Dünnschichttechnologie wurden auch die Methoden zur Kontrolle und Analyse des Schichtaufbaus immer weiter verbessert und erreichen heute nahezu atomare Genauigkeit falls erforderlich. Schichten und Schichtpakete aus übereinander gestapelten Lagen verschiedener Materialien können in mikroskopisch einkristallinem Aufbau hergestellt werden. Transmissions-Elektronenmikroskopie und Sonden-Rasterelektronenmikroskopie ermöglichen die Analyse der Materialien und besonders ihrer Oberflächen mit atomarer Ortsauflösung. Inzwischen wird die Sonden-Rasterelektronenmikroskopie auch erfolgreich im Bereich tiefer Temperaturen eingesetzt. Schließlich wurden auch die Techniken der Mikromanipulation immer weiter fortentwickelt, sodass es möglich wurde, elektrische und mechanische Messungen sogar an einzelnen Atomen und Molekülen durchzuführen.

Bei der ständig fortgesetzten Verkleinerung der hergestellten Gebilde werden schließlich Abmessungen erreicht, bei denen neue Quanteneffekte auftreten. Diese Effekte resultieren immer aus der quantenmechanischen Materiewelleneigenschaft der Elektronen. Die zugrunde liegenden physikalischen Zusammenhänge wollen wir an einigen Beispielen diskutieren.

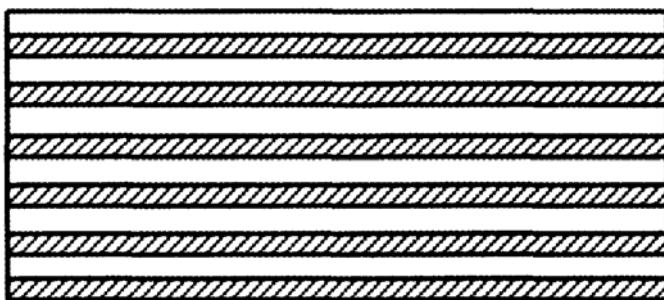


Abbildung 11.2: Bei einem Übergitter sind abwechselnd dünne Schichten aus zwei verschiedenen Metallen oder Halbleitern mit strenger Regelmäßigkeit aufeinander gestapelt.

Im Jahr 1970 haben Leo Esaki und Ray Tsu damit begonnen, sogenannte Übergitter aus Halbleitern zu konzipieren und herzustellen. Beide arbeiteten damals am amerikanischen IBM Thomas J. Watson Forschungszentrum in Yorktown Heights im Bundesstaat New York. Esaki hatte schon Ende der 50er Jahre durch seine Forschungen zum elektrischen Verhalten der sogenannten Esaki-Diode viel Aufsehen erregt. Er hatte seinerzeit das ungewöhnliche Verhalten des elektrischen Widerstands von p-n Übergängen in Halbleitern untersucht und dabei den quantenmechanischen Tunnelprozess als den zugrunde liegenden Mechanismus identifiziert. Der quantenmechanische Tunnelprozess ist in der Lage eine Energiebarriere zu durchqueren und sollte auch bei der Esaki-Übergitterstruktur in Halbleitern eine zentrale Rolle spielen. Ein solches Übergitter wird hergestellt, indem abwechselnd dünne Schichten aus zwei verschiedenen Metallen oder Halbleitern beim Depositionsprozess übereinander angeordnet werden. Hierbei wird auf atomare Genauigkeit bei jeder einzelnen Schicht und auf strenge Periodizität bei der räumlichen Abfolge der Schichten geachtet. Für seine Experimente hat Esaki Übergitter aus den beiden Halbleitern Galliumarsenid und Aluminium-Galliumarsenid (GaAs/AlGaAs) benutzt, da sich diese Kombination von Materialien mit der höchsten Qualität herstellen ließ. Wie wir im 7. Kapitel schon beschrieben haben, wurde das gleiche Halbleiter System GaAs/AlGaAs später auch dazu verwendet, das zweidimensionale Elektronengas zu präparieren, in dem der fraktionierte Quanten-Hall-Effekt entdeckt wurde. In seinen Übergittern hat Esaki bis zu 100 Doppelschichten aus GaAs und AlGaAs aufeinander gestapelt. Die Länge einer räumlichen Periode eines solchen Übergitters beträgt etwa 10 nm, und ist somit 20 bis 40 mal grösser als der Atomabstand in einem typischen Kristallgitter. Die Übergitterstruktur existiert hierbei nur in einer Richtung, nämlich senkrecht zu den Ebenen der Einzelschichten.

Während die quantenmechanische Wellenfunktion der Elektronen für die Richtungen parallel zu den Ebenen der Schichten im Übergitter keine stark veränderten Eigenschaften aufweist, wirkt sich das periodische Übergitter in der senkrechten Richtung deutlich aus. Genau so wie die Elektronen als Materiewellen am Kristallgitter Bragg Reflexion erfahren und dadurch die Lücken im Energiespektrum der Elektronen verursacht werden, findet an der periodischen Struktur des Übergitters ebenfalls Bragg-Reflexion statt, und es treten neue Energie-lücken auf. Die Wellenzahl, bei der die Bragg-Reflexion erfolgt, ist umgekehrt proportional

zum Abstand zwischen zwei benachbarten Gitterpunkten in der zugrunde liegenden räumlichen periodischen Struktur. Da dieser Nachbarabstand beim Übergitter aber viel größer ist als der typische Atomabstand in einem Kristallgitter, treten die Bragg-Reflexionen im Übergitter und die neuen Lücken im Energiespektrum der Elektronen schon bei relativ kleinen Werten der Wellenzahl auf. Hieraus resultieren dann für diese Richtung senkrecht zu den Schichtebenen Energiebänder, die viel schmaler als die üblichen Energiebänder sind, und die als sogenannte Minibänder bezeichnet werden. Die Existenz dieser Minibänder führt zu wesentlichen Veränderungen der elektrischen Eigenschaften beim Halbleiter Übergitter. Dies war schließlich auch der Grund, weshalb sich Esaki seinerzeit mit seinen Übergittern beschäftigt hatte. So bestand etwa die Hoffnung, dass dabei neuartige besonders schnelle elektrische Oszillatoren herauskommen könnten.

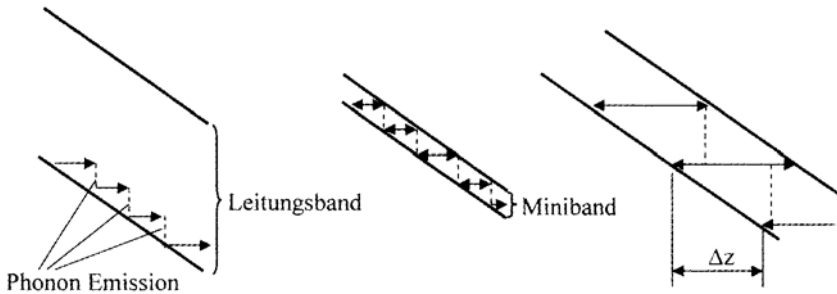


Abbildung 11.3: Im elektrischen Feld sind die Energiebänder wegen des Potentialgefälles in Feldrichtung geneigt, und die Elektronen werden bei ihrer Bewegung näher an den oberen Rand des Leitungsbands gebracht. In einem üblichen Halbleiter (linke Seite) erfahren die Elektronen aber schon einen Stoßprozess, bei dem ihre Energie durch die Emission eines Phonons wieder abgesenkt wird, lange bevor sie den oberen Bandrand erreichen. In dem schmalen Miniband eines Halbleiter-Übergitters (Mitte) erreichen die Elektronen jedoch den oberen Bandrand bevor sich ein Stoßprozess ereignet. Am oberen Bandrand erfahren sie eine Bragg-Reflexion, und dieser Prozess wiederholt sich als Bloch-Oszillation solange, bis er durch einen Stoßprozess unterbrochen wird. Der vergrößerte Ausschnitt eines Minibands (rechte Seite) zeigt, wie sich die Elektronen bei jedem Stoßprozess, bei dem ihre Energie durch die Emission eines Phonons abgesenkt wird, um die Strecke Δz in Feldrichtung fortbewegen.

Wird eine elektrische Spannung parallel zur Modulationsrichtung an das Übergitter gelegt, dann werden die Elektronen im relevanten Miniband in dieser Stromrichtung beschleunigt und erfahren eine Zunahme ihrer Energie. Da sich das Miniband aber nur über einen sehr schmalen Energiebereich erstreckt, besteht die Möglichkeit, dass die Elektronen hierbei bis an den oberen Rand des Minibands gelangen ohne vorher durch einen Stoßprozess aus ihrer Bahn geworfen worden zu sein. Am oberen Rand des Minibands werden die Elektronen reflektiert, da sie die anschließende Energielücke nicht durchqueren können, um in das nächst höhere Miniband zu gelangen. Dies ist genau der Prozess der Bragg-Reflexion, den die Elektronen als quantenmechanische Materiewellen erfahren. Die Elektronen kehren wieder an den unteren Rand des Minibands zurück, und dieser Prozess wiederholt sich, solange den Elektronen immer noch kein Stoßprozess widerfährt. Der geschilderte Ablauf ist das Grundprinzip

der sogenannten Bloch-Oszillationen, von denen sich Esaki eine Nutzung als Hochfrequenz-Oszillatoren erhofft hatte. Es ist vor allem die relativ kleine Energiebreite der Minibänder, die hierbei die entscheidende Rolle spielt. Verglichen mit einem Halbleiter-Übergitter ist im üblichen Halbleiterkristall die Breite der Energiebänder viel größer. Bei ihrer Energiezunahme im elektrischen Feld erfahren die Elektronen in diesem Fall daher schon einen Stoßprozess durch die Gitterschwingungen, lange bevor sie den oberen Bandrand erreichen. Bei diesem Stoßprozess wird von den Elektronen immer Energie an das Kristallgitter abgegeben, und der obere Rand des Energiebands bleibt deshalb stets in weiter Ferne. Bei den Minibändern im Übergitter ist dies jedoch völlig anders.

Wird die elektrische Spannung senkrecht zu den Schichtebenen des Übergitters immer weiter erhöht, dann wird der elektrische Potentialunterschied zwischen zwei benachbarten Zellen des Übergitters schließlich so groß, dass die Zellen voneinander entkoppelt werden. Während sich bei relativ kleinen elektrischen Feldern die quantenmechanische Wellenfunktion der Elektronen räumlich kohärent über viele Zellen des Übergitters erstreckt und die elektronische Struktur der Minibänder noch beibehalten bleibt, wird bei hohen elektrischen Feldern die Wellenfunktion mehr und mehr auf jede einzelne Zelle räumlich lokalisiert und zwischen den Zellen entkoppelt. Anstelle eines Minibands im gesamten Übergitter existieren jetzt in jeder Zelle einzelne diskrete Energieniveaus, die dem elektrischen Potentialgefälle entlang des Übergitters folgen. Diese Aufspaltung des energetischen Kontinuums des Minibands in die diskreten Energieniveaus wird als sogenannte Wannier-Stark-Leiter bezeichnet. Der Name Wannier-Stark-Leiter rührt von zwei herausragenden Physikern: der Deutsche J. Stark hatte Anfang des vorigen Jahrhunderts die Aufspaltung der Spektrallinien in einem elektrischen Feld entdeckt, den sogenannten Stark-Effekt. Der Amerikaner G. H. Wannier hat die theoretischen Grundlagen der Festkörperphysik wesentlich mit geprägt.

Sowohl bei der Bloch-Oszillation als auch bei der Aufspaltung eines Minibands in die einzelnen Energieniveaus der Wannier-Stark-Leiter werden die beweglichen Elektronen durch das elektrische Feld innerhalb nur weniger oder schließlich innerhalb nur einer einzigen Zelle des Übergitters lokalisiert. Dieser Effekt nimmt mit wachsender elektrischer Feldstärke zu, sodass oberhalb einer bestimmten Feldstärke der elektrische Stromfluss mit steigender Spannung kleiner wird. Man spricht in diesem Fall von negativem differentiellm Widerstand. Anstatt Energie zu verbrauchen, kann das Übergitter jetzt Energie in eine oszillierende elektrische Schaltung zurückleiten und so als aktives Bauelement hochfrequente elektromagnetische Wellen erzeugen.

Bei den Halbleiter Übergittern von Esaki handelt es sich um sogenannte Heterostruktur-Übergitter, die aus zwei verschiedenen Halbleitern Schicht für Schicht hergestellt sind. Esaki hatte auch schon die Idee, dass sich Halbleiter Übergitter mit nur einem einzigen Halbleiter einfach und mit großer Flexibilität herstellen lassen sollten, indem dieser räumlich periodisch abwechselnd eine n-Dotierung und eine p-Dotierung erhält. Anfang der 70er Jahre hatte der Deutsche Gottfried H. Döhler, zunächst als Postdoktorand in der Gruppe von Esaki, diese Idee des Dotierungsübergitters aufgegriffen. Da die n- und p-dotierten Schichten jeweils durch eine dünne, elektrisch isolierende Halbleiterschicht voneinander getrennt sind, werden diese Übergitter auch „n-i-p-i-Kristalle“ genannt. Die ersten n-i-p-i Strukturen wurden 1980 von Klaus Ploog am Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart fabriziert. Der verwendete Halbleiter war Galliumarsenid (GaAs). Für die n-Dotierung wurden Siliziumatome und für die p-Dotierung Berylliumatome benutzt. Elektrische und optische Messungen an diesen Dotierungsübergittern haben dann die erwarteten physikalischen Eigenschaften gut bestätigt.

Die Möglichkeit, Übergitter aus Halbleitern herzustellen, hat einen interessanten zusätzlichen Freiheitsgrad für die Entwicklung neuer Materialien für die Elektronik und die Optoelektronik geliefert. Die elektrischen und die optischen Eigenschaften können in Übergittern künstlich eingestellt werden. Eine große Anzahl von Experimenten ist inzwischen mit Übergittern durchgeführt worden. Die technische Nutzung befindet sich jedoch gegenwärtig nur in den allerersten Anfängen. Vielversprechende Entwicklungen konzentrieren sich auf sogenannte Quanten-Kaskaden-Laser für den infraroten Spektralbereich. Hierbei werden Übergänge zwischen den Minibändern ausgenutzt, wobei durch die Variation der Materialzusammensetzung und der Dicke der Schichten die emittierte Frequenz durchgestimmt werden kann. Interessante Fortschritte hat es kürzlich bei der Erzeugung von Mikrowellen mit Hilfe der Bloch-Oszillationen von Elektronen in Halbleiter Übergittern gegeben.

Die Verwendung von ultrareinen Materialien und die Fähigkeit zur Herstellung von Gebilden mit immer kleineren Abmessungen machte es schließlich möglich, dass die Elektronen innerhalb der untersuchten Abschnitte in den elektrischen Leitermaterialien praktisch keine oder nur noch selten Stoßprozesse erfahren. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei diesen Untersuchungen mit sehr kleinen räumlichen Maßstäben viele Strukturfehler oder chemische Verunreinigungen im Kristall das Messergebnis beeinflussen, wird extrem gering. Bei genügend tiefen Temperaturen können auch die Gitterschwingungen größtenteils ausgefroren werden. Die Größenskala gehört unter diesen Bedingungen in den sogenannten mesoskopischen Bereich, der sich zwischen den einzelnen Atomen oder Molekülen einerseits und der makroskopischen Welt der Erscheinungen andererseits befindet. Auf dieser mesoskopischen Längenskala kommen alle Aspekte der Elektronen als Materiewelle noch voll zur Geltung, sodass sich das beobachtete physikalische Verhalten der Elektronen am besten als Wellenausbreitung verstehen lässt. In einem früheren Kapitel haben wir schon erläutert, dass die Ununterscheidbarkeit der Elektronen als Elementarteilchen zur Fermi-Verteilung ihrer Energie führt, und dass nur die Elektronen in der unmittelbaren Nähe der Fermi-Energie für die meisten elektronischen Materialeigenschaften verantwortlich sind. Somit erfolgt auch die ungestörte, sogenannte ballistische Bewegung der Elektronen innerhalb der mesoskopischen Abmessungen mit der Fermi-Geschwindigkeit, die wir im Folgenden mit v_F ausdrücken. Ebenso wie die Fermi-Wellenzahl k_F ist auch die Fermi Geschwindigkeit v_F durch die Fermi-Energie ϵ_F festgelegt.

Die ungestörte, ballistische Ausbreitung von Teilchen oder Energiequanten steht im Gegensatz zu dem anderen Grenzfall, bei dem die Ausbreitung durch Stöße und Umlenkungen ständig unterbrochen wird. Ein bekanntes Beispiel für den letztgenannten Fall ist die Lichtausbreitung bei starkem Nebel, in dem alle Konturen verschwinden und die Orientierung daher unmöglich wird. Man spricht in diesem Fall von diffusiver Ausbreitung, durch den Prozess der sogenannten Diffusion. Andererseits haben wir bei Nebelfreiheit ballistische und geradlinige Lichtstrahlen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten und die räumliche Umgebung klar markieren.

Der Elektronentransport als ballistische Wellenausbreitung im mesoskopischen Bereich ist dadurch gekennzeichnet, dass nicht mehr die inneren Materialeigenschaften des Objekts ausschlaggebend sind, sondern dass die Form der äußeren Umrandung viel größeren Einfluss ausübt. Stöße und Umlenkungen erfahren die Elektronen jetzt vor allem nur noch an den Begrenzungen des Objekts, beispielsweise am Ein- oder Ausgang einer Verengung. Die Abläufe gleichen viel eher denen in einem Wellenleiter. Im Vordergrund steht jetzt die Eigenschaft der Elektronen als quantenmechanische Materiewelle. Man spricht deshalb auch von Quanten-

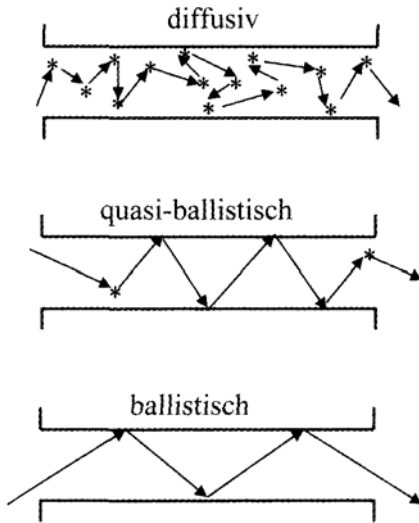


Abbildung 11.4: Werden die Abmessungen der elektrischen Leitermaterialien immer kleiner (in der Abbildung von oben nach unten), verlieren die Stoßprozesse im Innern der Leiter immer mehr an Bedeutung, und die Form der äußeren Umrandung wird ausschlaggebend. In diesem Fall bewegen sich die Elektronen ballistisch als Materiewelle.

drahten. Als erster hat der aus Deutschland stammende Amerikaner Rolf Landauer, ein Mitarbeiter im amerikanischen Thomas J. Watson Forschungszentrum von IBM, schon im Jahr 1957 diese Fragen aufgegriffen. Er entwickelte damals sein berühmtes Konzept der Transmissionskanäle in mesoskopischen elektrischen Leitern, das sich anschließend als besonders fruchtbar und erfolgreich erweisen sollte. Dabei fand er heraus, dass der elektrische Leitwert eines eindimensionalen Kanals, der zwei Ladungsreservoirs miteinander verbindet, in quantisierten Einheiten von $2e^2/h$ zu messen ist. Die Größe e ist die Ladung eines Elektrons und h die Planck'sche Konstante. Der Leitwert ist als das Inverse des elektrischen Widerstands definiert. In diesem Zusammenhang erinnern wir uns an die Einheit h/e^2 des quantisierten Hall-Widerstands, den wir im 7. Kapitel besprochen haben. Der Faktor 2 bei dem quantisierten Leitwert nach Landauer rührt daher, dass hier der Fall ohne Magnetfeld diskutiert wird und deshalb beide Spinrichtungen in gleicher Weise zum Ergebnis beitragen. Auf der anderen Seite tritt der quantisierte Hall-Widerstand nur in hohen Magnetfeldern auf, wo beide Spinrichtungen deutlich getrennt zu behandeln sind.

Die ersten Experimente zum ballistischen Elektronentransport durch eine räumliche Verengung im mesoskopischen Bereich gab es 1965 von dem Russen Yuri V. Sharvin aus dem berühmten Institut für Physikalische Probleme in Moskau, das nach seinem Gründer auch Kapitza Institut genannt wird. Sharvin benutzte sogenannte Punktkontakte, indem er die scharfe Spitze einer Metallnadel auf die Oberfläche eines metallischen Einkristalls drückte und beim elektrischen Stromfluss durch diese Anordnung bei tiefen Temperaturen ihren Widerstand maß. Allerdings ist bei diesen Experimenten an Metallen die Rolle der Elektronen als quantenmechanische Materiewelle noch nicht besonders ausgeprägt, da die Wellenlänge bei der typischen relativ großen Fermi-Energie der Elektronen in Metallen nur etwa 0,5 nm beträgt und daher viel kleiner ist als die Öffnung des Punktkontakts. Einen wichtigen Fortschritt gab es dann 1988, als nahezu gleichzeitig von zwei Gruppen die Quantisierung des elektrischen Leitwerts an speziell strukturierten Halbleiter-Heterostrukturen aus Galliumarsenid (GaAs) und Aluminium-Galliumarsenid ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) entdeckt wurde. Während die eine

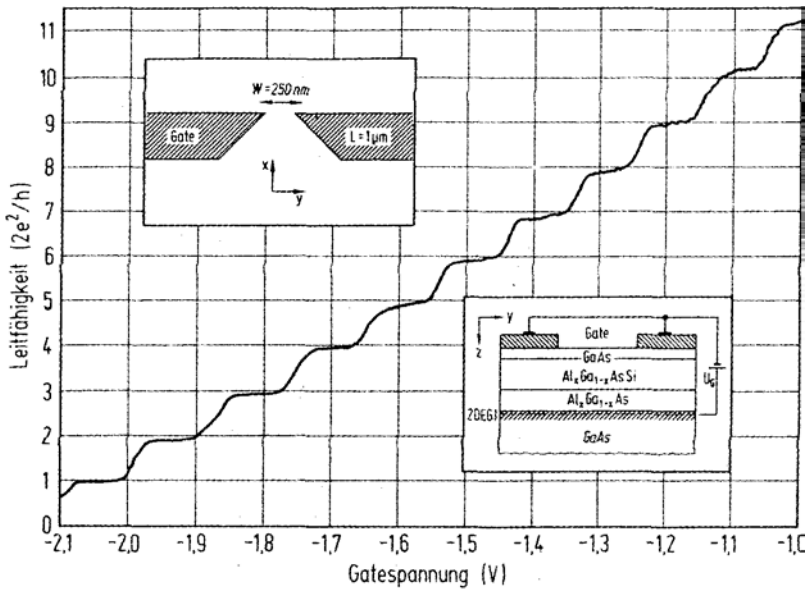


Abbildung 11.5: Elektrische Leitfähigkeit eines engen eindimensionalen Kanals auf einer GaAs/Al_xGa_{1-x}As-Heterostruktur in der quantisierten Einheit ($2e^2/h$) in Abhängigkeit von der Gate-Spannung bei der Temperatur von etwa 1 Kelvin. Einschub links oben: Anordnung der Gate-Elektroden auf der Oberfläche der Heterostruktur. Einschub rechts unten: Schnitt durch die Heterostruktur. (2 DEG: zweidimensionales Elektronengas; U_G : Gate-Spannung). (B. J. van Wees)

Gruppe der Universität Delft sowie den Philips Forschungslaboratorien in Eindhoven und in Redhill angehörte, arbeitete die andere Gruppe am Cavendish Laboratorium der Universität Cambridge. Die von beiden Gruppen benutzte Halbleiter-Heterostruktur war sehr ähnlich wie die, mit der Tsui und Störmer wenige Jahre vorher den fraktionierten Quanten-Hall-Effekt gefunden hatten. Das zweidimensionale Elektronengas in der Halbleiter-Heterostruktur hat eine deutlich kleinere Fermi-Energie als Metalle, und entsprechend ist die Fermi-Wellenlänge für die Elektronen etwa hundertmal größer als bei Metallen. Dies eröffnet eine ausgezeichnete Möglichkeit, neuartige Quanteneffekte beim Durchgang der Elektronen durch eine schmale Öffnung zu beobachten.

Den engen eindimensionalen Kanal zwischen zwei breiten Ladungsreservoirien im zweidimensionalen Elektronengas der Halbleiter-Heterostruktur haben die beiden Gruppen dadurch hergestellt, dass sie zwei entsprechend strukturierte Metall Elektroden als sogenannte Gate-Elektroden an der Oberseite der Heterostruktur aufgebracht haben. An der engsten Stelle war die Öffnung zwischen beiden Gate-Elektroden nur 250 nm bzw. 500 nm breit. Durch Anlegen einer geeignet gewählten Gate-Spannung können die Bereiche der Probe unterhalb der Gates vollständig von Ladungsträgern entleert werden, sodass nur noch ein leitfähiger Kanal von der Öffnungsweite von 250 nm bzw. 500 nm zwischen beiden Gates übrig bleibt. Durch weitere Erhöhung der Gate-Spannung lässt sich der Kanal noch weiter einengen, bis schließ-

lich völlige Abschnürung der beiden breiten Ladungsreservoirs voneinander erreicht ist. Bei ihren Experimenten haben beide Gruppen gefunden, dass der Leitwert ihres eindimensionalen Kanals in Abhängigkeit von der Gate-Spannung eine regelmäßige Stufenstruktur aufweist, wobei die einzelnen Plateaus der Stufen bei ganzen Vielfachen der quantisierten Einheit $2e^2/h$ des Leitwerts auftreten. Diese Messungen waren bei tiefen Temperaturen unterhalb 1 Kelvin erfolgt. Offenbar wird durch die Variation der Gate-Spannung die Kanalbreite kontinuierlich verändert, sodass mit wachsender Kanalbreite die Anzahl der diskreten und quantisierten Leitwert Kanäle ansteigt.

Die experimentelle Beobachtung des quantisierten Leitwerts eines engen mesoskopischen Kanals kann als spezieller Fall des Konzepts der Transmissionskanäle von Landauer angesehen werden. Über Einzelheiten dieses neuartigen Quantisierungsphänomens sind mittlerweile zahlreiche Arbeiten erschienen, die wir hier aber nicht weiter diskutieren wollen.

Als die ultimative Verkleinerung eines elektrischen Kontakts zwischen zwei Ladungsreservoirs sind in den letzten Jahren sogar schon einzelne Atome experimentell und theoretisch genau untersucht worden. Ihren Ausgang haben die Experimente hierzu am französischen Commissariat à l'Énergie Atomique in Saclay in der Arbeitsgruppe von D. Esteve und M. H. Devoret unter Mitwirkung der deutschen Gastwissenschaftlerin E. Scheer genommen. Für die Messungen an individuellen Atomen wurde die bei der Raster-Tunnelmikroskopie benutzte Technik der piezoelektrischen Verstellelemente eingesetzt, sowie die mechanisch mit höchster Empfindlichkeit kontrollierte sogenannte Bruch-Kontakt-Methode. Bei der letztgenannten Methode wurde eine suspendierte Mikrobrücke von etwa $2 \mu\text{m}$ Länge, 200 nm Dicke, und in der Mitte mit einer $100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$ Verengung, gedehnt und schließlich an der Verengung gebrochen, indem die Mikrobrücke auf ein elastisches Substrat montiert war, das kontrolliert verbogen werden konnte. Untersucht wurden Atome verschiedener Metalle wie Blei, Aluminium, Niob, Gold und Natrium. Die Experimente wurden meistens bei Temperaturen deutlich unterhalb 1 Kelvin durchgeführt. Mit zunehmender Streckung der Mikrobrücken wurde gefunden, dass der elektrische Leitwert der Probe stufenweise abnimmt bis der Kontakt unterbrochen ist. Die Höhe der einzelnen Stufen beträgt etwa $2e^2/h$. Die quantisierte Einheit des Leitwerts tritt somit wieder auf. Landauer's Konzept der Transmissionskanäle scheint sich auch hier wieder zu bestätigen. Ferner legen die Experimente an den Atomen der verschiedenen Metalle den Schluss nahe, dass die Anzahl der Leitwert Kanäle gleich ist oder zumindest eng gekoppelt ist mit der Zahl der Orbitale der Valenzelektronen des zentralen Atoms. Zur quantitativen Erklärung der elektrischen Leitungseigenschaften dieser Kontakte ist ein mikroskopisches Modell heranzuziehen, das neben der orbitalen Struktur des Atoms die lokale atomare Geometrie der unmittelbaren Umgebung berücksichtigt. Elektrische Ströme bis zu etwa $0,1 \text{ mA}$ können durch einen Einzel-Atom-Kontakt geschickt werden. Dies entspricht einer lokalen elektrischen Stromdichte von riesigen einhundert Milliarden Ampere pro cm^2 .

Bei den von uns zuletzt diskutierten Nanostrukturen wird die Probenabmessung immer weiter verkleinert, bis schließlich der mesoskopische Bereich erreicht wird, in dem neuartige Quanteneffekte bei der Elektronenbewegung beobachtet werden können. Die Richtung des Vorgehens ist hier eindeutig von oben nach unten, man spricht auch von „top-down“. Bei der Entwicklung immer kleinerer Bauelemente für die sogenannte Nanoelektronik oder schließlich auch die molekulare Elektronik erhält jedoch die umgekehrte Vorgehensweise von unten nach oben („bottom-up“) eine herausragende Bedeutung. In diesem Fall sind es vor allem die Methoden der Chemie, die weiter helfen. Aus dem sich gegenwärtig rasant entwickelnden

Gebiet der molekularen Elektronik wollen wir ein Beispiel herausgreifen: die sogenannten Kohlenstoff-Nanoröhren (englisch carbon nanotubes). Zunächst müssen wir aber die faszinierende Vorgeschichte kurz erläutern, die zu dieser Entwicklung geführt hat.

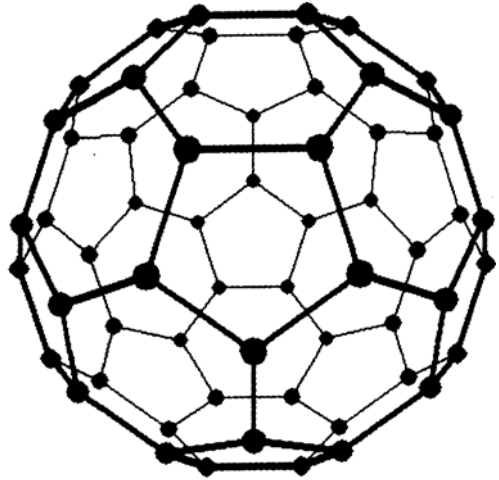


Abbildung 11.6: Perspektivische Darstellung des fußballförmigen C_{60} Moleküls.

Ihren Ausgang hat die Physik und Chemie der neuen Formen des Kohlenstoffs bei der Erforschung der interstellaren Materie gefunden. Bei ihren Versuchen, interstellare Kohlenstoffmoleküle durch Laser-Verdampfen von Graphit im Labor nachzumachen, haben R. E. Smalley und R. F. Curl an der amerikanischen Rice University in Houston, Texas sowie H. W. Kroto an der Universität von Sussex in England mit ihren Mitarbeitern 1985 die beiden Kohlenstoffmoleküle C_{60} und C_{70} anhand von massenspektrometrischen Analysen entdeckt. Sie äußerten damals schon die Vermutung, dass das C_{60} Molekül die Struktur eines Fußballs („Bucky ball“) besitzt, wobei die 60 Kohlenstoffatome die Ecken der fünfseitigen und sechseitigen Kohlenstoffringe bilden, die auf der nahezu kugelförmigen Moleküloberfläche angeordnet sind. Insgesamt besteht das C_{60} Molekül aus 12 fünfseitigen und 20 sechseitigen Kohlenstoffringen. Die Entdecker nannten das Molekül Buckminsterfullerene nach dem amerikanischen Architekten Buckminster Fuller, der durch seine Kuppelkonstruktionen berühmt war. Das C_{70} Molekül ist ebenfalls aus 12 fünfseitigen aber aus 25 sechseitigen Kohlenstoffringen zusammengesetzt. Es ist etwas in die Länge gezogen und ähnelt einem amerikanischen Football. Für alle Kohlenstoffmoleküle mit in sich allseitig geschlossener Struktur hat sich die Bezeichnung „Fullerene“ eingebürgert. Übrigens hatte schon der schweizerische Mathematiker Leonhard Euler vor mehr als 200 Jahren bewiesen, dass alle Fulleren-Strukturen genau 12 Fünferinge haben müssen, um eine in sich allseitig geschlossene Form zu haben.

Smalley und Kroto konnten ihre Fullerenmoleküle nur in so winzigen Mengen herstellen, dass viele weiterführende Forschungen und insbesondere kristallographische Strukturanalysen nicht durchzuführen waren. Dies änderte sich schlagartig im Jahr 1990, als es W. Krätschmer vom Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg und D. R. Huffman von der amerikanischen Universität von Arizona in Tucson zum ersten Mal gelang, Fullerenmoleküle in deutlich größeren Mengen als bis dahin möglich war herzustellen. Das wissenschaftliche Interesse an der Präparation von Russteilchen rührte bei beiden auch wieder von Frage-

Stellungen im Zusammenhang mit der interstellaren Materie. Bei ihrem Präparationsverfahren haben sie zwei stabförmige Graphitelektroden benutzt, zwischen denen ein Lichtbogen mit hoher elektrischer Stromstärke gezündet ist. Hierbei verdampft das Elektrodenmaterial. Der ganze Prozess findet in einer Aufdampfanlage statt, deren Rezipient mit einem Kühlgas (üblicherweise Helium) gefüllt ist. Durch das Kühlgas kondensiert der Kohlenstoffdampf zu rauchartigen Teilchen, die aufgefangen werden. Durch chemische Verfahren werden Russteilchen und Fullerenmoleküle voneinander getrennt. Ab Mai 1990 konnten sowohl von Krätschmer als auch von Huffman pro Tag immerhin etwa 100 mg Fullerene produziert werden. Jetzt folgte schon bald die Präparation von Einkristallen, mikrokristallinem Pulver und dünnen Schichten für die explosionsartig wachsenden Forschungsarbeiten vieler Gruppen. Insbesondere wurde die anfangs nur vermutete fußballartige Struktur der Fullerenmoleküle experimentell genau bestätigt. An vielen Stellen wurde der Herstellungsprozess verbessert bzw. für größere Mengen herauf skaliert. Die Experimente erstreckten sich jetzt auch auf Festkörper aus C_{60} -Molekülen, wobei die elektronischen Eigenschaften und der Einfluss von Dotierung mit Zusatzstoffen untersucht wurden. Nach dem Einbau von starken Donatoren, vor allem von den Alkalimetallen Kalium, Rubidium und Cäsium, sowie von Erdalkalimetallen, in den C_{60} Festkörper (n-Dotierung) wurde sogar Supraleitung gefunden mit Höchstwerten der kritischen Temperatur bis zu $T_C = 48$ Kelvin.

Die C_{60} - und C_{70} -Moleküle zeichnen sich durch eine besonders hohe Stabilität aus und werden deshalb bei ihrer Herstellung mit hoher Ausbeute gewonnen. Die Reihe der Fullerenmoleküle geht jedoch noch viel weiter. So existieren beispielsweise die „magischen“ höheren Fullerene C_{76} , C_{78} , C_{82} und C_{84} . Eine besonders für die technischen Anwendungen folgenschwere Entdeckung machte im Jahr 1991 der Japaner S. Iijima als er zum ersten Mal einen neuen Fullertyp in der Form von nadelartigen Röhren im Elektronenmikroskop beobachtete. Mit dieser Entdeckung der Kohlenstoff-Nanoröhren wurde eine neue Phase in der Fullerenforschung eingeleitet. Iijima arbeitete im Laboratorium für Grundlagenforschung der japanischen NEC Corporation in Tsukuba. Seit der Entdeckung der Kohlenstoff-Nanoröhren ist die Zahl der Veröffentlichungen und auch der erteilten Patente, die den Nanoröhren gewidmet sind, von Jahr zu Jahr gewachsen. Die Anzahl der Wände kann bei den Röhren variieren. Schon in seiner ersten Publikation berichtete Iijima von Röhren mit bis zu sieben Wänden. Entsprechend variiert auch der Rohrdurchmesser und liegt im Bereich von etwa 4–30 nm. Die typische Rohrlänge beträgt bis zu einigen μm . Kürzlich wurden von Wissenschaftlern am amerikanischen Rensselaer Polytechnic Institute in Troy im Bundesstaat New York und an der chinesischen Tsinghua Universität in Beijing mit einem speziellen Präparationsverfahren Bündel von einwandigen Nanoröhren sogar bis zu einer Länge von 20 cm erzeugt.

Bei den mehrwandigen Nanoröhren zeigen die elektronischen Eigenschaften relativ große Variationen, wodurch ihre Reproduzierbarkeit deutlich erschwert ist. Im Gegensatz hierzu zeigen die Einzelwand-Nanoröhren gute Reproduzierbarkeit. Abhängig von ihrem Durchmesser und dem Gradmaß des Drehwinkels bei ihrem Aufbau in axialer Richtung, der sogenannten Helizität, verhalten sie sich bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit wie ein eindimensionales Metall oder wie ein Halbleiter. Als molekulare Drähte sind sie offenbar gut geeignet. Neben den physikalischen Eigenschaften der Kohlenstoff-Nanoröhren wurden ihre Anwendungsmöglichkeiten in der molekularen Elektronik schon von verschiedenen Gruppen untersucht. Hierbei wurde die Manipulation der Nanoröhren mit den Methoden der atomaren Kraftmikroskopie vorgenommen, die wir im ersten Kapitel bereits erwähnt haben. Ein schar-

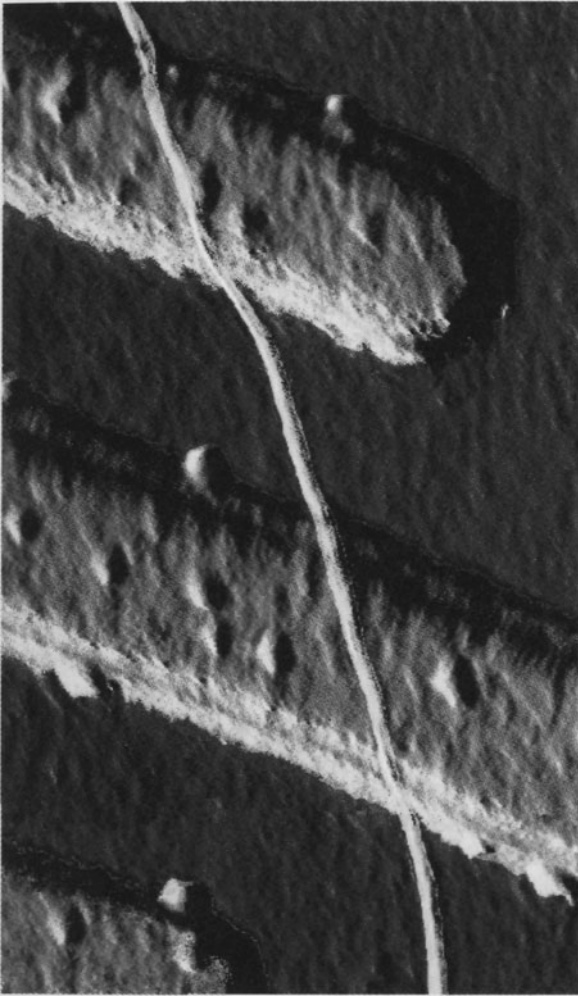


Abbildung 11.7: Einwandiges Kohlenstoff-Nanoröhrchen zwischen zwei Platin-Elektroden. Die Breite der Elektroden ist 100 nm. (C. Dekker)

fer Knick in den Einzelwand-Nanoröhren wirkt anscheinend wie eine Gleichrichter-Diode, ähnlich wie ein Metall-Halbleiter-Kontakt. Ein solcher Knick kann durch ein topologisches Defekt Paar beim atomaren Aufbau der Nanoröhre oder durch eine lokale mechanische Deformation erzeugt werden. Durch die Platzierung einer Einzelwand-Nanoröhre auf eine von ihr elektrisch isolierte Gate Elektrode wurde bereits die Funktion eines Feld-Effekt-Transistors nachgewiesen. Schließlich eignen sich die Kohlenstoff-Nanoröhren ausgezeichnet dazu, sogenannte Einzelelektronen-Effekte bei den elektrischen Transporteigenschaften zu realisieren. Hierunter versteht man die Tatsache, dass aufgrund seiner extrem kleinen Abmessungen die physikalischen Eigenschaften des Objekts, beispielsweise der elektrische Widerstand, durch

die Anwesenheit bzw. Abwesenheit nur eines einzelnen Elektrons schon deutlich verändert werden. Diese Entwicklungen haben dazu geführt, dass sich gegenwärtig die großen Firmen der Computerindustrie lebhaft für die Physik und Technik der Kohlenstoff-Nanoröhren interessieren. So wird schon diskutiert, dass die Kohlenstoff-Nanoröhren mittelfristig in Konkurrenz zum verhältnismäßig teuren Silizium als Substrat in der Halbleitertechnik treten könnten. Die Kohlenstoff-Nanoröhren verfügen über eine extrem hohe elektrische Stromleitfähigkeit und erlauben Stromdichten, die Kupferdrähte schon längst zum Schmelzen bringen würden. Gegenüber Leiterbahnen aus Kupfer ermöglichen die Kohlenstoff-Nanoröhren schließlich wesentlich höhere Taktraten und Leistungsdaten. Ein weiterer interessanter Aspekt der Nanoröhren rührt von der Möglichkeit, die Röhren an beiden Enden zu öffnen, sodass dann Moleküle anderer Substanzen in das Innere gepackt werden können. Auf diese Weise lassen sich die Röhren auf vielseitige Art als Trägermaterialien nutzen.

Nachdem wir mit den Kohlenstoff-Nanoröhren eine molekulare Form als kleinstmögliche Ausführung von Quantendrähten kennen gelernt haben, wollen wir auch noch die letzte Dimension bei der Ausdehnung dieser quasi eindimensionalen Quantendrähte fallen lassen. Wir haben es dann mit den sogenannten Quantenpunkten als Objekte der Dimension von quasi Null zu tun. Wiederum sind es die äußere Umgrenzung und ihre Abmessungen, die das physikalische Verhalten der Elektronen in den Quantenpunkten bestimmen, während die Stoß- und Umlenkungsprozesse der Elektronen im Innern dieser Objekte in den Hintergrund treten. Die quantenmechanische Wellenfunktion der Elektronen wird jetzt ähnlich wie bei einem Atom unter anderem durch die räumliche Ausdehnung des Quantenpunkts festgelegt. Die Quantenpunkte werden deshalb auch als „künstliche Atome“ bezeichnet. Den Elektronen stehen keine Energiebänder mehr wie im ausgedehnten Kristall zur Verfügung. Anstelle der Energiebänder können die Elektronen nur noch diskrete Energiewerte annehmen, die sich mit Hilfe der quantenmechanischen Schrödingergleichung aus den geometrischen Abmessungen der Quantenpunkte berechnen lassen. Durch Besetzung der einzelnen Energieniveaus der Quantenpunkte mit Elektronen kann das periodische System der Atome in gewisser Weise nachvollzogen werden. Hierbei ist das Pauli-Prinzip für die Elektronen als Fermi-Teilchen zu beachten, sodass jeder Zustand nur mit zwei Elektronen besetzt werden kann, deren Spin entgegengesetzt orientiert ist. Als Unterschied der Quantenpunkte gegenüber einzelnen Atomen bleibt jedoch unter anderem die Tatsache, dass erstere Mikrokristalle aus etwa tausend bis einer Million Atomen sind, in denen Gitterschwingungen (Phononen) und auch Gitterdefekte existieren. Das Energiespektrum der Elektronen in den Quantenpunkten lässt sich vor allem anhand ihrer optischen Eigenschaften, beispielsweise durch die Spektroskopie der energetischen Übergänge, ermitteln. So sind es auch besonders die optischen Eigenschaften, die für die technischen Anwendungen der Quantenpunkte, beispielsweise als Quantenpunkt-Laser, interessant sind.

Experimentell werden Quantenpunkte seit etwa 10 Jahren studiert. Für ihre Herstellung gibt es vor allem drei generelle Methoden. Als erstes ist das relativ konservative „top-down“ Verfahren zu nennen, bei dem die Quantenpunkt-Strukturen lithographisch definiert und geätzt werden. Die hierzu benötigten Schritte sind aber keineswegs einfach. Ferner haben in der letzten Zeit Halbleiter-Nanopartikel besondere Bedeutung erlangt, die mit Hilfe der Kolloidchemie hergestellt waren. Für die Nanoteilchen sind vor allem die II-VI Verbindungshalbleiter aus der 2. und 6. Gruppe des periodischen Systems sowie die III-V Halbleiter aus der 3. und 5. Gruppe interessant. Die kolloidchemische Methode liefert quasi-kugelförmige Teilchen, deren Größen sich von wenigen Molekülen bis hin zu sehr ausgedehnten Abmessungen re-

produzierbar herstellen lassen. Besonders interessant sind hierbei Teilchen mit Durchmessern zwischen etwa 1 nm und 6 nm, die mit anderen Verfahren nur sehr schwer fabriziert werden können. Diese Teilchengröße liegt im Bereich der starken Quantisierung, in dem der Abstand zwischen den diskreten Energiewerten der Elektronen die gleiche Größenordnung besitzt wie die Bandlücke im ausgedehnten Kristall. Am Ende der Synthese muss in der Regel noch eine Größenfraktionierung durchgeführt werden. Mit den kolloidchemischen Methoden können Quantenpunkte in Gramm-Mengen wie normale Feinchemikalien hergestellt werden. Es sind vor allem die optischen Eigenschaften dieser Quantenpunkte, die für ihre Anwendungen, beispielsweise als Markierungen für die Fluoreszenz-Mikroskopie biologischer Proben, interessant sind. Das emittierte Licht kann allein durch die Größenvariation der Teilchen durch den gesamten sichtbaren und bis in den nahen infraroten Spektralbereich geschoben werden. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, dass der Abstand der für die optischen Übergänge relevanten diskreten Energieniveaus mit abnehmender Teilchengröße anwächst. Das Licht mit der kürzesten Wellenlänge stammt von den kleinsten Teilchen. Ein ähnlicher Zusammenhang besteht übrigens zwischen der akustischen Tonhöhe und der räumlichen Größe von Musikinstrumenten: je höher der Ton, umso kleiner muss das Instrument sein.

Der dritte Weg zur Erzeugung von Quantenpunkten eröffnet sich durch das selbstorganisierte, spontane Wachstum geordneter Inseln einheitlicher Größe im Nanometer-Bereich beim Aufwachsen weniger Mono-Atomlagen eines Halbleiters auf ein Substrat unter ganz speziellen Bedingungen. Diese selbstordnenden Quantenpunkte sind die ersten Nanostrukturen im Bereich von 10 nm, die sich reproduzierbar und auch in großen Mengen mit Standardmethoden der Halbleitertechnologie herstellen lassen. Werden die nur wenige Nanometer großen Inseln aus einem Halbleiter mit kleiner Energielücke hergestellt und in ein Material mit größerer Energielücke vollständig eingebettet, dann entstehen elektronische Quantenpunkte, die elektrisch ganz von ihrer Umgebung abgekoppelt sind. Intensiv untersucht wurden beispielsweise Quantenpunkte aus Indium-Galliumarsenid ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), die in eine Galliumarsenid (GaAs) Umgebung eingebettet sind. Durch Aufeinanderstapeln mehrerer solcher Schichten mit Quantenpunkten können dreidimensionale Gitter von Quantenpunkten hergestellt werden. Wiederum sind es die optischen Eigenschaften und besonders die Möglichkeiten für den Bau eines Quantenpunkt-Lasers, die das große Interesse an den selbstordnenden Quantenpunkten ausgelöst haben. Auf dieser Grundlage wurde der erste Quantenpunkt-Laser 1994 in Betrieb genommen. Seitdem wurden Quantenpunkt-Laser im Hinblick auf ihre Quantenausbeute noch deutlich verbessert.

Zum Abschluss dieses Kapitels über Quanteneffekte in mesoskopischen Strukturen wollen wir noch einmal zur Ringgeometrie in einem äußeren Magnetfeld zurückkehren. Dieser geometrische Fall hatte uns schon im 8. Kapitel im Zusammenhang mit der magnetischen Flussquantisierung in Supraleitern beschäftigt. Allerdings mussten wir im Supraleiter die makroskopische Wellenfunktion für die Cooper-Paare mit ihrer doppelten Elementarladung $2e$ zugrunde legen. Jetzt interessieren wir uns jedoch für die Quanteneffekte bei der Elektronenbewegung in der Ringgeometrie eines Normalleiters mit genügend kleinen Abmessungen, sodass die Stoßprozesse der Elektronen im Innern des Objekts vernachlässigbar sind, und nur die äußere Umgrenzung wesentlich ist. Das äußere Magnetfeld soll senkrecht zur Ebene des Rings orientiert sein. Wir nehmen an, dass der Ringdurchmesser viel größer ist als die Breite der ringförmigen Leiterbahn. Bei der Elektronenbewegung durch den Ring ist die Interferenz bei der Ausbreitung der Materiewelle entlang der rechten und der linken Ringhälfte zu

beachten. Der Gangunterschied der Welle zwischen der rechten und der linken Ausbreitungsstrecke beträgt genau eine Wellenlänge bzw. ein ganzzahliges Vielfaches davon, wenn das die Ringfläche durchsetzende Magnetfeld einem magnetischen Flussquant (h/e) bzw. einer ganzen Zahl von Flussquanten entspricht. Hierbei wird vorausgesetzt, dass beide Ringhälften exakt symmetrisch zueinander angeordnet sind. Als Folge dieser Interferenz zwischen den beiden Bahnen erwarten wir eine periodische Oszillation des elektrischen Widerstands der Ringanordnung bei Variation des Magnetfelds mit der Periodizität (h/e) der eingeschlossenen magnetischen Flussquanten. Das magnetische Flussquant (h/e) ist uns schon bei der Diskussion des fraktionierten Quanten-Hall-Effekts begegnet. Vergleichen wir auf der anderen Seite die beiden vollständigen Ringumläufe um den ganzen Ring einmal rechts herum und einmal links herum bis zurück zum gleichen Ausgangspunkt, dann ergibt sich für den Gangunterschied der beiden Wellen nach dem Umlauf genau eine Wellenlänge, wenn sich in der Ringfläche ein halbes Flussquant ($h/2e$) befindet. Entsprechend resultiert hieraus eine periodische Oszillation des elektrischen Widerstands der Ringanordnung bei Variation des Magnetfelds mit der Periodizität ($h/2e$) der eingeschlossenen halben magnetischen Flussquanten.

Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen den beiden diskutierten Fällen besteht darin, dass die (h/e) Oszillationen empfindlich vom Detail der Probe abhängen, wenn beispielsweise die exakte Symmetrie zwischen den beiden Ringhälften nicht mehr gewährleistet ist. Andererseits werden die ($h/2e$) Oszillationen nur durch den Vergleich zwischen den beiden genau umgekehrten Bahnverläufen bei sogenannter Zeitumkehr bestimmt und sind somit vom Detail der Probe unabhängig. Das geschilderte Interferenzverhalten der mit den Elektronen verbundenen Materiewellen haben Y. Aharonov und D. Bohm im Jahr 1959 zum ersten Mal theoretisch vorhergesagt. Man spricht daher vom Aharonov-Bohm-Effekt. Beide arbeiteten damals an der Universität von Bristol in England. Der Effekt wurde schon Anfang der 60er Jahre durch Interferenzexperimente mit Elektronenstrahlen nachgewiesen.

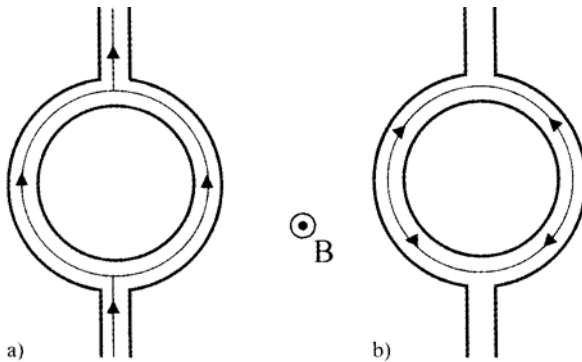


Abbildung 11.8: Aharonov-Bohm-Effekt in der Ringgeometrie. Das äußere Magnetfeld ist senkrecht zur Ebene des Rings orientiert, (a) Die Interferenz der Trajektorien durch die rechte und durch die linke Ringhälfte führt zu Oszillationen im elektrischen Widerstand mit der Periodizität (h/e) des von dem Ring eingeschlossenen magnetischen Flusses, (b) Bei einem vollständigen Ringumlauf der beiden Trajektorien in jeweils umgekehrter Richtung resultieren aus ihrer Interferenz Oszillationen mit der Periodizität ($h/2e$).

Zum ersten Mal wurde der Aharonov-Bohm-Effekt bei den Elektronen in einem Festkörper von Yu. V. Sharvin und seinem Sohn D. Yu. Sharvin im Jahr 1981 in Moskau beobachtet. Sie benutzten einen dünnen Metallzylinder aus Magnesium mit einem Durchmesser von 1,5–2 μm und einer Länge von 1 cm. Der Zylinder war als dünne Schicht auf einem Quarzfaden aufgebracht. Das Magnetfeld war parallel zur Zylinderachse orientiert. Die Temperatur betrug 1 Kelvin. Der Zylinder kann als Objekt angesehen werden, das aus vielen aufeinander gestapelten Ringen besteht. Die (probenspezifischen) (h/e) Oszillationen ließen sich deshalb herausheben, sodass damals nur die $(h/2e)$ Oszillationen des elektrischen Widerstands beobachtet wurden. Aber auch die (h/e) Oszillationen wurden 1985 zum ersten Mal von dem Amerikaner R. A. Webb und seinen Mitarbeitern im Thomas J. Watson Forschungszentrum von IBM in den USA experimentell nachgewiesen. Sie verwendeten metallische Goldringe, die aus einer Goldschicht von 38 nm Dicke hergestellt waren. Der entscheidende Präparationsschritt zur Fabrikation der extrem kleinen Strukturen bestand aus dem Schreiben einer entsprechenden Maske aus einer schützenden Kontaminationsschicht mit Hilfe eines rechnergesteuerten hochauflösenden Raster-Elektronen-Transmissionmikroskops. Ein Goldring mit 784 nm Innendurchmesser und 41 nm Breite der Leiterbahn zeigte bei der Temperatur von 0,01 Kelvin deutliche (h/e) Oszillationen des elektrischen Widerstands bei der Variation des Magnetfelds.

12 Fehler im Kristallgitter: Nützlich oder Schädlich?

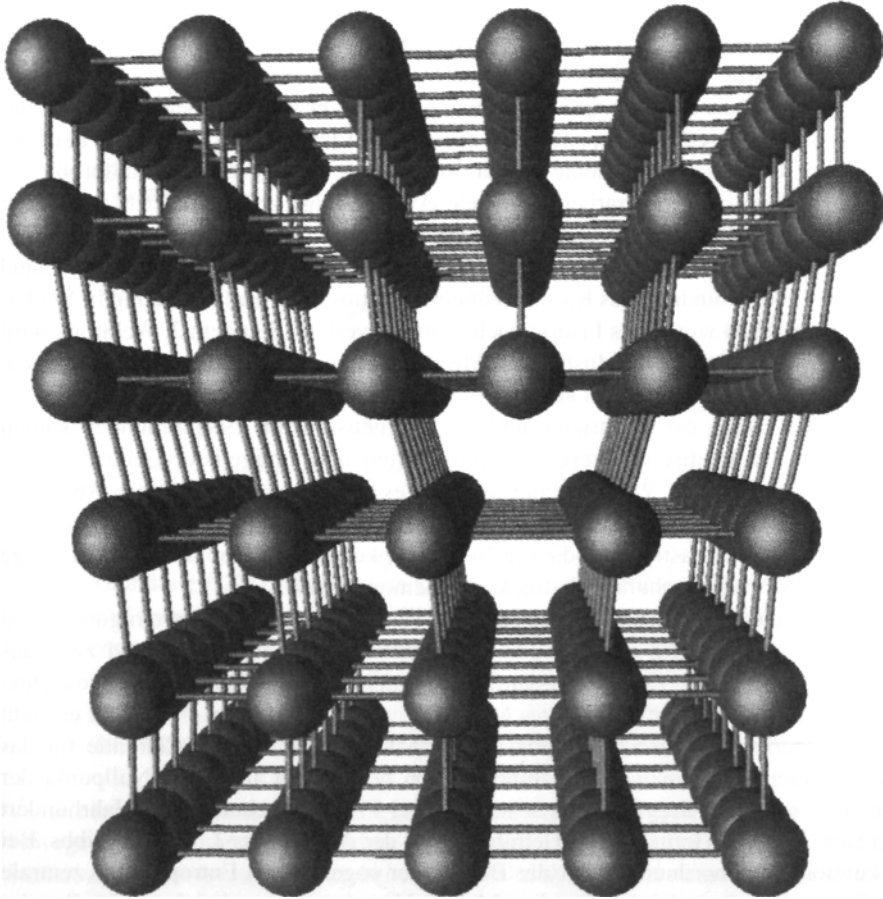


Abbildung 12.1: Modell einer Stufenversetzung in einem einfach-kubischen Gitter. In der oberen Hälfte ist eine zusätzliche Netzebene von Gitteratomen zu erkennen. (W. Sigle)

Im Laufe vieler Jahrhunderte wenn nicht sogar Jahrtausende haben die Völker wichtige und nützliche Erfahrungen und Regeln für die Herstellung vor allem der metallischen Werkstoffe gesammelt. Zunächst waren es die mechanischen Eigenschaften und die Festigkeit gegenüber Kräftebelastungen, die lange Zeit bei den Materialien ausschließlich von Interesse waren. Schon früh wurde beispielsweise herausgefunden, wie lange man auf einem Metallstück herumhämmern muss, damit es die optimale Härte für seinen Gebrauch als Werkzeug, Waffe, Schmuck oder auch Geldmünze bekommt. Erst mit dem 19. Jahrhundert wurde die sogenannte Kaltverformung systematisch entwickelt und erreichte dann einen eindrucksvollen hohen Stand beispielsweise in den großen Walzwerken der Stahlindustrie. Während langer Zeit war auf dem Gebiet der metallischen Werkstoffe reine Empirie vorherrschend. Die mikroskopische Struktur von Schmiedeeisen wurde zum ersten Mal 1863 beobachtet. Diese Untersuchungen hat damals der in einem Vorort von Sheffield, einem Zentrum der englischen Eisen- und Stahlindustrie, geborene Henry Clifton Sorby durchgeführt. Als Amateurgeologe interessierte er sich für die Struktur von Gesteinen. Nachdem er seine Proben aus Schmiedeeisen poliert und danach geätzt hatte, entdeckte er mit dem Lichtmikroskop charakteristische Strukturen an der Oberfläche, die heute als das sogenannte Gefüge einer Metallprobe bezeichnet werden. Wichtige Pionierarbeiten leistete etwa 20 Jahre später Adolf Martens, der sich als Begründer der Gefügemikroskopie und der wissenschaftlichen Werkstoffprüfung in Deutschland große Verdienste erworben hat. Ein markanter Meilenstein war in Deutschland dann im Jahr 1920 die Gründung des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Metallforschung in Neubabelsberg bei Berlin. 1934 wurde das Institut nach Stuttgart verlegt. Seit dem 2. Weltkrieg wird das letztere Institut als Max-Planck-Institut für Metallforschung in Stuttgart weiter betrieben. Ähnliche Institute wurden auch in den anderen Industriestaaten gegründet.

Durch die Entdeckung der Elektrizität und des Magnetismus im 19. Jahrhundert kamen die elektrischen und magnetischen Werkstoffeigenschaften als wichtige neue Gebiete, die erforscht werden mussten, hinzu. Wie wir schon anhand des im 1. Kapitel diskutierten Absturzes der beiden englischen Comet Passagierflugzeuge gesehen haben, sind es immer wieder spektakuläre Ereignisse und Katastrophen, die die Notwendigkeit für eine möglichst vollständige Kenntnis der Werkstoffeigenschaften eindrucksvoll demonstrieren.

Selbst in dem allerreinsten Kristall, aus dem alle unerwünschten Verunreinigungen mit großen Anstrengungen entfernt wurden, gibt es unvermeidbare Gitterfehler, und zwar aus streng prinzipiellen Gründen. Dies hängt damit zusammen, dass der stabile Gleichgewichtszustand eines Stoffes immer ein bestimmtes Maß an Unordnung erfordert. Nur dann erreicht das sogenannte thermodynamische Potential seinen Minimalwert, der die Garantie für das Gleichgewicht liefert. Die einzige Ausnahme hiervon besteht am absoluten Nullpunkt der Temperatur. Die zugrunde liegenden Ideen haben zwei Physiker schon im 19. Jahrhundert entwickelt: Der Deutsche Hermann von Helmholtz und der Amerikaner J. Willard Gibbs. Bei dieser Diskussion der Unordnung spielt der Begriff der sogenannten Entropie eine zentrale Rolle. Das für das Gleichgewicht notwendige Maß an Unordnung kann bei den Kristallen dadurch zustande kommen, dass in dem sonst perfekten Einkristall einzelne Gitterplätze nicht mit Atomen besetzt sind und sich dadurch sogenannte Leerstellen bilden. Die Konzentration dieser Leerstellen wächst mit steigender Temperatur stark an. Dies führt auch dazu, dass die mit steigender Temperatur erfolgende Volumenausdehnung eines Kristalls etwas größer ist als allein aufgrund der Wärmeausdehnung des Nachbarabstands im Kristallgitter. Das Volumen der Leerstellen muss hinzu addiert werden. Das Volumen einer einzelnen Leerstelle ist übri-

gens deutlich kleiner als das einem Atom im ungestörten Kristall entsprechende Volumen (das sogenannte Atomvolumen), da die Nachbaratome der Leerstelle etwas zusammen rücken und das Kristallgitter an dieser Stelle verzerrt wird. Mit der Bildung der Leerstellen ist auch ein bestimmter Zuwachs an sogenannter innerer Energie des Kristalls verbunden. Dadurch wird auch ein zusätzlicher Beitrag zur spezifischen Wärme des Kristalls verursacht. Bei den Edelmetallen Kupfer, Silber und Gold kommt nicht weit unterhalb ihrer Schmelztemperatur auf etwa tausend Gitteratome eine Leerstelle. Bei Zimmertemperatur ist die Leerstellenkonzentration im Gleichgewicht aber um viele Zehnerpotenzen geringer.

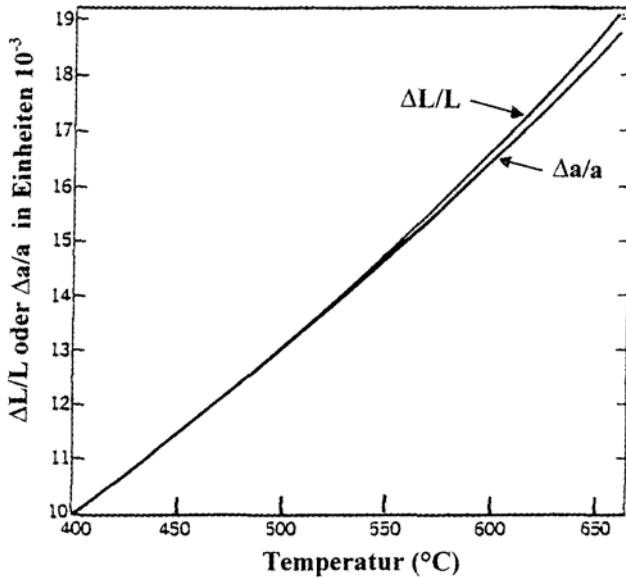


Abbildung 12.2: Einfluss der im Gleichgewicht vorhandenen Leerstellen im Kristallgitter auf die Temperaturabhängigkeit des Kristallvolumens von Aluminium. Aufgrund der thermisch erzeugten Leerstellen ist die Temperaturabhängigkeit der relativen Längenänderung, $\Delta L/L$, (obere Kurve) etwas größer als die Temperaturabhängigkeit der relativen Änderung des Nachbarabstands im Kristallgitter, $\Delta a/a$ (untere Kurve). Der Unterschied zwischen beiden Kurven wächst mit steigender Temperatur. (R. O. Simmons und R. W. Balluffi)

Die im Gleichgewichtszustand gebildeten Leerstellen können sich auch durch den Kristall bewegen. Wenn ihre Konzentration genügend hoch ist, können sie sich mit anderen Leerstellen zu Doppelleerstellen wie bei einem Molekül aus zwei Atomen verbinden. Auch noch größere Leerstellenkomplexe können entstehen. Auf diese Weise kann sich ein umfangreiches Reaktionsschema für die Leerstellen und ihre größeren „molekularen Verbindungen“ entwickeln. Leerstellen und ihre Bewegungen im Kristall sind auch ein wichtiger Mechanismus für den atomaren Stofftransport in Kristallen. Der Prozess des Platzwechsels kann im Kristall nur stattfinden, wenn unbesetzte Gitterplätze zur Verfügung stehen. So sind chemische Reaktionen und die sogenannten Diffusionsprozesse im Festkörper eng mit der Dynamik von Leerstellen gekoppelt. Dies hat beispielsweise bei der Erzielung der optimalen Sauerstoff kon-

zentration für die Hochtemperatur-Supraleiter eine große Bedeutung. Bevor das Konzept der Leerstellen etabliert war, hatte man angenommen, dass es im Kristall irgendwelche „Poren im Gitter“ oder „aufglockerte Plätze“ geben müsste, die den Stofftransport ermöglichen. In diesem Zusammenhang ist es wichtig zu betonen, dass wir bei dieser Diskussion nur von einem Einkristall ausgegangen sind, und deshalb Korngrenzen zwischen mehreren einkristallinen Bereichen mit unterschiedlicher Kristallorientierung außer Acht gelassen haben. Tatsächlich sind solche Korngrenzen aber in vielen Fällen vorhanden und stellen dann für den Stofftransport im gesamten Kristall bevorzugte Diffusionskanäle dar.

Während bei den Leerstellen ein Atom auf seinem Platz im Kristallgitter fehlt, gibt es auch den Fall, dass ein Atom zuviel vorhanden ist, das sich dann auf einen sogenannten Zwischengitter-Platz begeben muss. Das Kristallgitter ist um das Zwischengitter-Atom herum wiederum verzerrt. Der mit dem Zwischengitter-Atom verbundene Energiezuwachs im Kristall ist im allgemeinen deutlich größer als der für eine Leerstelle, da die regulären Gitteratome nicht so leicht auf die Seite gedrängt werden können, um dem Neuankömmling etwas Platz zu machen. Zum ersten Mal hatte der Russe A. F. Ioffe die Idee der Zwischengitter-Plätze im Jahr 1916 vorgeschlagen. Bei der Bestrahlung von Kristallen mit energiereichen Teilchen werden Leerstellen und Zwischengitter-Atome häufig gemeinsam erzeugt, wenn ein Atom beispielsweise durch die Teilchen der Strahlung aus seinem regulären Gitterplatz herausgeschossen wird und sich an anderer Stelle in dem Kristallgitter wieder einordnen muss. Das aus Leerstelle und Zwischengitter-Atom bestehende Paar von Defekten im Kristall wird als Frenkel-Defekt bezeichnet. Dieser Name rührt von dem russischen theoretischen Physiker J. I. Frenkel, der als Schüler von A. F. Ioffe zu dessen Leningrader Institut gehörte. Im Jahr 1925 entwickelte er eine Theorie zu dem Defektpaar, das später nach ihm benannt wurde.

Am Anfang der Erforschung der Leerstellen und der Zwischengitter-Plätze im Kristall, die auch als Punktdefekte bezeichnet werden, standen die sogenannten Ionenkristalle. Dieser Kristalltyp setzt sich aus positiv und negativ geladenen Ionen zusammen. Indem die Ionen ein Elektron abgegeben oder aufgenommen haben, besitzen sie die bevorzugten abgeschlossenen Elektronenschalen. Durch die genau gleiche Anzahl der Ionen mit entgegengesetzter Ladung bleibt insgesamt die Ladungsneutralität im Kristall gewahrt. Durch die Anziehungskraft zwischen Ionen mit entgegen gesetztem Ladungsvorzeichen kommt die Bindung in den Ionenkristallen zustande. Ionenkristalle können keinen elektrischen Strom leiten und sind elektrische Isolatoren. Ein typisches Beispiel ist Kochsalz, NaCl, das aus positiven Natriumionen und negativen Chlor-Ionen zusammen gesetzt ist.

Ein wichtiger Platz für die Erforschung der Ionenkristalle war schon seit den 20er Jahren das von R. W. Pohl geleitete Erste Physikalische Institut an der Universität Göttingen. Neben seinen Forschungen wurde Pohl auch durch den einprägsamen und besonders anspruchsvollen Stil seiner großen Experimentalphysik Vorlesung („Pohl's Zirkus“) berühmt. Dies hat sich dann auch in den hohen Auflagen seines dreibändigen Lehrbuchs für Experimentalphysik niedergeschlagen. In Pohl's Institut wurden viele physikalische Eigenschaften der Ionenkristalle studiert. Diese Kristalle sind in einem großen Spektralbereich transparent, aber in ihren elektrischen und optischen Eigenschaften extrem empfindlich gegenüber Punktdefekten und anderen Fehlern im Kristallgitter. Berühmtheit erlangten die Punktdefekte, da sie als sogenannte Farbzentren wirken und charakteristische optische Eigenschaften zeigen. Sie waren überhaupt die ersten Kristalldefekte, die experimentell und theoretisch genau untersucht wurden. Im Laufe der Jahre wurden verschiedenartige Farbzentren in den Ionenkristallen vor allem anhand

ihrer optischen Spektraleigenschaften gefunden und anschließend modellmäßig interpretiert. Beispielsweise konnte man für ein bestimmtes Zentrum nachweisen, dass es einer Leerstelle für ein negatives Chlor-Ion (Cl^-), die nicht besetzt war und ein Elektron eingefangen hatte, zugeordnet werden muss. Ende der 30er Jahre war es vor allem der Engländer Nevill Mott, der in Bristol die Quantenmechanik auf die Fehlstellen in Kristallen anwendete, ähnlich wie es damals die Physik der Atome schon zuvor erlebt hatte. Mott richtete seine Aufmerksamkeit besonders auch auf die Ergebnisse von Pohl's Schule in Göttingen. In den USA hat sich vor allem Frederick Seitz seinerzeit an der theoretischen Bearbeitung dieses Gebiets beteiligt. Die Punktdefekte in Ionenkristallen erschienen damals als ein relativ einfaches aber vielversprechendes Studienobjekt, aus dem sich wertvolle Erkenntnisse beispielsweise auch im Hinblick auf die elektrischen Eigenschaften von Halbleitern und die mechanischen Eigenschaften von Metallen gewinnen lassen.

Pohl hatte in Göttingen wohl die weltweit erste bedeutende Schule für Festkörperphysik begründet. Im Jahr 1918 war er nach Göttingen gekommen. Vorher hatte er in Berlin unter anderem Fragen im Zusammenhang mit dem Austritt von Elektronen aus Metalloberflächen unter Lichteinstrahlung, dem sogenannten photoelektrischen Effekt, und zuletzt Probleme der Radiotechnik bearbeitet. Die Frage, wieso er in Göttingen sein Interesse hauptsächlich auf das Innere von Kristallen verlagert hätte, hat er später einmal (wohl nicht ganz im Ernst) damit beantwortet, dass in dem verarmten Göttingen die Finanzmittel zum Experimentieren im Hochvakuum nicht gereicht hätten.

Während des 2. Weltkriegs setzten in den USA neue Entwicklungen ein, die mit dem Betrieb des ersten Kernreaktors zusammenhingen. Am 2. Dezember 1942 wurde nachmittags gegen 15:30 Uhr in dem Uran/Graphit Pile, den Fermi und seine Mitarbeiter unterhalb der West Tribüne des Stagg Field Stadions der Universität von Chicago errichtet hatten, die erste nukleare Kettenreaktion verwirklicht. Das Ergebnis wurde damals gleich weitergeleitet in der verschlüsselten berühmten Erfolgsmeldung: „Der italienische Steuermann ist soeben in der Neuen Welt gelandet. ...Die Einwohner waren sehr freundlich“. Die technische Nutzung von Kernreaktoren zur Energiegewinnung war damit eingeleitet. Das Gebiet der Defekte und der Strahlenschäden in Kristallen und in metallischen Werkstoffen erfuhr hierdurch eine extreme Aktualität. Der theoretische Physiker Eugene Paul Wigner hatte damals die Befürchtung, dass die im Reaktor erzeugten schnellen Neutronen in dem als Moderator für die Neutronen wirkenden Graphit eine gefährlich hohe Konzentration an Gitterdefekten verursachen könnten. Der ebenso wie Wigner aus Ungarn stammende Leo Szilard äußerte ähnliche Ängste. Die Probleme wurden von den damals beteiligten Mitarbeitern schon bald als „Wigner'sche Krankheit“ bzw. „Szilard Komplikation“ bezeichnet. Die höchste Aktualität des Themas der Strahlenschäden in Kristallen und metallischen Werkstoffen hat Frederick Seitz damals veranlasst, seine diesbezüglichen theoretischen Rechnungen erheblich zu intensivieren. Es war übrigens Szilard, der nur wenige Jahre vorher, nach der Entdeckung der Kernspaltung durch O. Hahn und F. Strassmann in Berlin, Albert Einstein dazu bewegt hat, seinen berühmten Brief an den amerikanischen Präsidenten Franklin Delano Roosevelt zu schreiben, in dem Einstein vor der Möglichkeit einer Atombombe gewarnt hat.

In den Jahren 1949 bis 1951 hat F. Seitz an der Universität von Illinois in Urbana ein Zentrum für Grundlagenforschung auf dem Gebiet der Defekte und Strahlenschäden in Festkörpern aufgebaut. Später hat man mit den gewonnenen Erkenntnissen beispielsweise abgeschätzt, dass in den Kernkomponenten eines schnellen Brütters während einer Betriebszeit von

10 Jahren jedes Gitteratom im Mittel 340 Mal aus seinem Gitterplatz auf die Zwischengitter-Position (und dann auch wieder zurück) gestoßen wird. Für die erste Wand eines Fusionsreaktors wurde eine ähnliche Zahl, nämlich 170, abgeschätzt.

Künstlich erzeugte oder durch chemische Zusätze hervorgerufene Fehler im Kristallgitter hatten wir schon im Zusammenhang mit der Dotierung von Halbleitern kennen gelernt. Ein weiteres Beispiel sind die Haftzentren in Supraleitern, die als lokale Störungen im Kristallgitter die Bewegung der quantisierten magnetischen Flusslinien und damit die Wärmeverluste bei der elektrischen Stromleitung möglichst verhindern sollen. In beiden Fällen üben die Defekte im Kristall höchst nützliche Funktionen aus. Als nächstes wollen wir die Rolle der Kristalldefekte bei den mechanischen Festigkeitseigenschaften von Werkstoffen näher betrachten.

Schon im Jahr 1660 untersuchte der Engländer Robert Hooke experimentell die elastische Dehnung von Metallen unter Belastung und entdeckte dabei das nach ihm benannte Hooke'sche Gesetz. Später war er für einige Jahre Sekretär der Royal Society in London. Das Hooke'sche Gesetz besagt, dass die elastische Dehnung genau linear mit zunehmender Belastung ansteigt. Wird die Belastung entfernt, geht die Dehnung auch wieder auf Null zurück. Die Dehnung ist noch reversibel. In diesem Zusammenhang hat man den Begriff der mechanischen Spannung definiert. Für den einfachsten Fall eines in Längsrichtung gezogenen Stabes ist sie die auf den Querschnitt des Stabes bezogene Zugkraft. Auf der Grundlage des Hooke'schen Gesetzes lässt sich die Stabilität von Metallkonstruktionen berechnen. So konnte schon 1779 die erste ganz aus Eisen bestehende Brücke der Welt in der Nähe von Birmingham in England in Betrieb genommen werden. Sie hat dann 170 Jahre lang dem Straßenverkehr gedient.

Bei der Diskussion und der technischen Nutzung ihrer elastischen Eigenschaften wurden die Metalle lange Zeit als ein stoffliches Kontinuum behandelt, ohne ihre innere Struktur zu berücksichtigen. Das noch relativ einfache elastische Verhalten gemäß dem Hooke'schen Gesetz wird allerdings nur beobachtet, wenn die Dehnung des Materials nicht zu groß wird. Oberhalb eines kritischen Dehnungsbereichs tritt plastische Verformung ein, und schließlich zerreißt der Werkstoff. Die Veränderungen im Material sind jetzt nicht mehr reversibel. Spätestens an diesem Punkt muss die mikroskopische Struktur berücksichtigt werden. Das gleiche gilt auch im Hinblick auf die Veränderungen, die in Metallen beim Biegen, Walzen oder Schmieden passieren. Bis spät im 19. Jahrhundert wusste aber immer noch niemand, was dabei eigentlich vor sich geht.

Nachdem mit Hilfe der Beugung von Röntgenstrahlen die Kristallstrukturen der Metalle schon bald aufgeklärt waren, musste die Frage beantwortet werden, wie sich die Kristallgitter bei der Metallbearbeitung verformen. Den größten Erkenntnisgewinn versprach man sich damals von Proben, die nur aus einem einzigen Kristalliten bestehen, sogenannten Einkristallen. Anfang der 20er Jahre führten H. Mark, M. Polanyi und E. Schmid am damaligen Kaiser-Wilhelm-Institut für Faserstoffchemie in Berlin-Dahlem kontrollierte mechanische Zugexperimente an Zink-Einkristallen durch. Als Ergebnis stellte sich heraus, dass die Zugverformung der Metalle durch Verschiebungen von Kristallteilen entlang bestimmter Gleitebenen passiert, wobei die Gleitebene und die Gleitrichtung von der Kristallstruktur abhängen. Die Kristallstruktur selbst bleibt bei dem Prozess erhalten. Experimente im englischen Cambridge am Cavendish Laboratorium führten zu ähnlichen Ergebnissen. Bei diesen Forschungen tauchten aber rätselhafte Überraschungen auf. Die Metalle schienen sich zu verfestigen, wenn sie verformt wurden. Daher wurde vermutet, dass beim Verformen Fehler im Kristallgitter entstehen, die die weitere Verformung erschweren. Außerdem ergab die Berechnung der mechanischen

Schubspannung, bei der sich Kristallteile gegeneinander verschieben, Werte, die bis zu tausendmal größer waren als die experimentellen Daten. Offenbar waren die Metallkristalle viel weicher als man theoretisch erwartet hatte. Irgend etwas musste an den Konzepten noch falsch sein, und ein neuer Mechanismus musste erfunden werden.

Den Ausweg aus diesem Dilemma lieferten drei wissenschaftliche Arbeiten, die 1934 alle unabhängig voneinander publiziert wurden. Das gesuchte Modell musste eine Strategie präsentieren, bei der ein mehr oder weniger lokaler Fehler durch seine Wanderung durch das Kristallgitter im Endergebnis die Gleitbewegung großer Kristallbereiche gegeneinander bewirkt. Anders ausgedrückt: Mit einer kleinen Ursache musste eine große Wirkung erzielt werden. Einer der Autoren war Michael Polanyi, der sich schon länger mit der Plastizität von Metallen befasst hatte. Die zweite Arbeit stammte von dem Engländer Sir Geoffrey Taylor. Im ersten Weltkrieg hatte er für die Royal Air Force die Rissanfälligkeit von Kurbelwellen erforscht und sich mit Theorien über die Bildung und die Ausbreitung von Rissen beschäftigt. Als Royal Society Professor an der Universität Cambridge hat Taylor anschließend die Plastizität von Metall-Einkristallen und die Vorgänge bei der Verformung bearbeitet. Der dritte Autor war der aus Ungarn stammende Egon Orowan. Er hatte in den 20er Jahren an der Technischen Hochschule in Berlin-Charlottenburg Elektrotechnik studiert und dabei nebenher auch noch eine Vorliebe für Physik entwickelt. Durch den damals neuberufenen Professor für theoretische Physik, Richard Becker, wurde Orowan mit den Problemen der plastischen Deformation bekannt gemacht. Becker hatte hierzu kurz vorher eine Theorie vorgeschlagen. Orowan musste eines Tages bei Becker wegen einer Unterschrift erscheinen. Wie sich dadurch der Berufsweg des jungen Studenten plötzlich änderte, hat Orowan später folgendermassen geschildert:

„In der folgenden Minute wurde mein Lebensweg verändert. Das hing mit dem außergewöhnlich großen Amtszimmer des Professors zusammen. Becker war ein schüchterner und zögernder Mann; aber bis ich beim Weggehen wieder an der Tür des riesigen Raumes angelangt war, hatte er sich zu einer Entscheidung durchgerungen. Er rief mich zurück und fragte, ob ich nicht Interesse hätte, eine kleine Theorie der Plastizität, die er vor drei Jahren ausgearbeitet hatte, experimentell nachzuprüfen. Sich mit Plastizität zu beschäftigen, war ein prosaischer, wenn nicht gar erniedrigender Vorschlag im Zeitalter eines De Broglie, Heisenberg und Schrödinger, aber immer noch besser als meinen sechzigsten Transformator berechnen zu müssen, und so willigte ich ein.“

In den genannten drei Arbeiten wurde zum ersten Mal das Konzept einer sogenannten Versetzung vorgeschlagen, die als lokale Störung im Kristallgitter durch den Kristall hindurch wandern kann. Dabei ist in einem Teil des Kristalls eine zusätzliche Netzebene eingeschoben, die an ihrem Rand im Kristallinnern die sogenannte Versetzungslinie bildet. In der Umgebung dieser Versetzungslinie ist das Kristallgitter verzerrt. Indem sich die Versetzung in ihrer Gleitebene durch den Kristall bewegt, werden am Ende dieser Wanderung zwei Kristallstücke um einen Atomabstand gegeneinander verschoben. Während dieses Prozesses werden immer nur einzelne Atome auf der Versetzungslinie um nicht mehr als einen Atomabstand verschoben. Auf diese Weise ist es bei einer Verformung nicht mehr notwendig, sämtliche Atome auf der Gleitebene gleichzeitig zu verschieben. In Übereinstimmung mit dem Experiment reicht jetzt schon eine relativ geringe Schubspannung aus, die Versetzung zum Wandern zu veranlassen. Mott hat diesen Prozess einmal sehr anschaulich illustriert:

„Sehr nützlich ist der Vergleich mit einer Teppichfalte. ... Wir alle wissen, dass es zwei Methoden gibt, um einen Teppich über den Flur zu ziehen. Man kann entweder das eine Ende fassen und daran ziehen, oder man kann am Ende eine Falte bilden und diese sorgfältig ans andere Ende treiben. Bei einem großen, schweren Teppich erfordert die zweite Methode weniger Anstrengung... Nun wollen wir die Situation im Kristall betrachten. Was ich hier eine Falte nenne, bezeichnet man in der Fachsprache als \surd Versetzung \surd Man sieht, dass es zum selben Ergebnis führt, wenn eine Versetzung auf der einen Seite eines Kristalls entsteht und sich durch den Kristall bewegt, wie wenn eine Hälfte über die andere gleitet...“

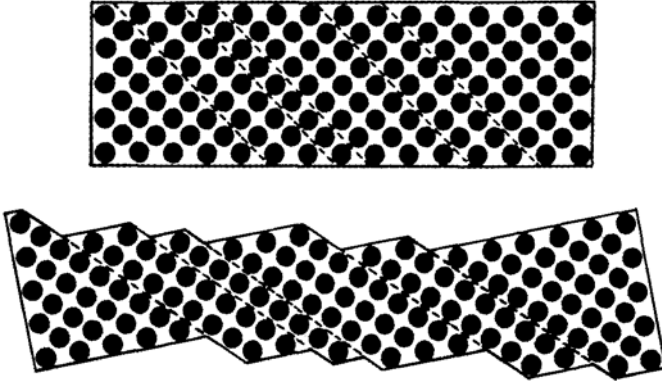


Abbildung 12.3: Schema der Verformung eines Kristalls durch Gleitung. Nur die vordere Netzebene des Kristallgitters ist gezeigt, und weitere Netzebenen befinden sich dahinter. Die Kristallstruktur im unverformten (oben) und im verformten Zustand (unten) ist dieselbe. (U. Essmann)

Die Versetzungslinie ist als Rand eines Teilbereichs der Gleitebene zu verstehen, in dem die angrenzenden Teile des Kristalls beiderseits der Gleitebene um einen Atomabstand gegeneinander verschoben worden sind. Eine Versetzungslinie kann deshalb nicht mitten im Kristall enden, sondern muss sich bis an die Kristalloberfläche erstrecken oder wenigstens einen geschlossenen Ring bilden. Alle unsere bisherigen Erklärungen beziehen sich auf die sogenannten Stufenversetzungen. Daneben gibt es aber auch noch weitere Typen von Versetzungen, die weniger anschaulich zu beschreiben sind und hier nicht weiter erörtert werden sollen.

Der erste direkte Nachweis der Kristallversetzungen durch ihre Abbildung im Elektronenmikroskop gelang im Jahr 1956 im Batelle Institut in Genfund am Cavendish Laboratorium in Cambridge. Ein besonderer Höhepunkt war es, als man auch sogar die Bewegung von Versetzungen im Elektronenmikroskop verfolgen konnte. Die Verzerrung des Kristallgitters in der Umgebung der Versetzungslinie führt zu mechanischen Spannungen in diesem Bereich des Materials. Das zu jeder Versetzung gehörende Spannungsfeld besitzt eine relativ große Reichweite, und über die Spannungsfelder kommt eine Wechselwirkung zwischen den Versetzungen zustande. Mit fortschreitender Verformung nimmt die Zahl der Versetzungen ständig zu. Hierbei setzt aber eine gegenseitige Behinderung unter den Versetzungen ein, sodass die zur Verformung notwendige Kraft ansteigt. Der Kristall verfestigt sich und wird härter, bis er schließlich bricht. Die gleiche Verfestigung erreicht man bei der Kaltverformung von Metal-

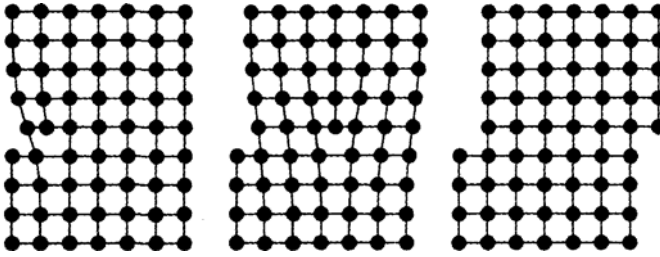


Abbildung 12.4: Schematische Darstellung der Gleitung entlang einer Gleitebene durch Wanderung einer Stufenversetzung. Links: Die Versetzung hat sich am linken Kristallrand gebildet. Mitte: Die Versetzung hat die Kristallmitte erreicht. Rechts: Die Versetzung ist am rechten Kristallrand ausgetreten und hat eine Gleitstufe hinterlassen. (U. Essmann)

len, also durch Schmieden, Walzen oder Biegen. Man hatte somit gefunden, dass der gleiche Fehler im Kristallgitter, der die so nützliche Duktilität bei den Metallen verursacht, zugleich auch für die Entwicklung ihrer Härte bei der Kaltverformung verantwortlich ist.

Besonders schädlich sind für Metalle wechselnde mechanische Belastungen. Metalle können ermüden, und es kommt dann zum sogenannten Ermüdungsbruch. Wir alle kennen das Phänomen, dass ein Metalldraht brechen kann, wenn man ihn nur oft genug hin und her biegt. Wechselnde mechanische Belastungen treten bei technischen Einrichtungen besonders häufig auf. Solange die Belastung im streng elastischen Bereich des Materials bleibt, ist sie noch harmlos. Kritisch wird es aber, wenn winzige plastische Verformungen hinzu kommen, so dass Versetzungen im Kristallgitter hin und her wandern. Das Zusammenwirken vieler Versetzungen kann schließlich zur Bildung von Risskeimen führen, dem Anfangsstadium des Ermüdungsbruchs. Die Einzelheiten sind besonders komplex und werden auch heute noch weiter erforscht. Ein ähnliches Szenario hat offenbar am 3. Juni 1998 bei Eschede nördlich von Hannover zu dem schrecklichen ICE-Eisenbahnunglück mit vielen Toten und Verletzten geführt. Betroffen war damals der ICE 884 „Wilhelm Conrad Röntgen“, der München mit Hamburg-Altona verbindet. Ein nicht entdeckter Riss auf der Innenseite eines Radreifens hat schließlich zum Ermüdungsbruch des Radreifens geführt. Der Radreifen verfring sich dann in einer Weiche, wodurch das Unglück erst seinen weiteren schrecklichen Verlauf nahm. Das betroffene Rad war 1994 in Betrieb genommen worden und war bis zum Unglückstag 1,8 Millionen Kilometer gelaufen. Während der vier Jahre wurde es allerdings kein einziges Mal genau kontrolliert.

Das zuletzt geschilderte Unglücksereignis wirft die Frage nach dem frühzeitigen Erkennen von Materialfehlern und von evtl. schon vorhandenen Mikrorissen oder Korrosionsschäden auf. Die hierzu erforderlichen technischen Einrichtungen gibt es schon seit vielen Jahren, und sie werden auch ständig weiter entwickelt. Die sogenannte zerstörungsfreie Werkstoffprüfung ist inzwischen zu einem wichtigen und unverzichtbaren Teilgebiet der Technik geworden. Neben der Inspektion der Rohmaterialien in der Eisen- und Stahlindustrie sind wichtige Anwendungsfelder der Prüfmethode beispielsweise die Eisenarmierungen von Spannbeton, Teile von Flugzeugen wie Räder, Rumpf und Tragflächen, oder die Unterwasser-Stahlkonstruktion von Öl-Bohrtürmen. Eine besonders prominente Rolle für die Materialprüfung bei Metallen

spielt das elektrische Wirbelstromverfahren. Bei dieser Methode wird mit einer Hochfrequenz-Spule ein hochfrequenter elektrischer Wechselstrom in dem zu untersuchenden Werkstück lokal induziert und gleichzeitig das elektrische Widerstandsverhalten des Werkstücks an dieser Stelle bestimmt. Schon kleinste Mikrorisse im Innern des Materials können so detektiert werden. Durch seine langjährigen Pionierarbeiten auf diesem Gebiet, mit denen er schon in den 30er Jahren begann, hat der Deutsche Friedrich Förster weltweite Berühmtheit erlangt.

Auch das auf dem Josephson-Effekt und der magnetischen Flussquantisierung in Supraleitern beruhende SQUID hat in den letzten Jahren für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung besonders auch zum Nachweis von Mikrorissen oder Fremdeinschlüssen zunehmend an Bedeutung gewonnen. Als Sensoren für Magnetfelder mit der höchsten Empfindlichkeit dienen die SQUIDs zur Detektion lokaler Anomalien im magnetischen oder elektromagnetischen Streufeld. Zunächst waren die SQUIDs aus den sogenannten klassischen Supraleitern angefertigt und mussten üblicherweise mit flüssigem Helium auf nur wenige Kelvin abgekühlt werden. Seit einigen Jahren stehen hierfür aber auch SQUIDs aus Hochtemperatur-Supraleitern zur Verfügung, die nur noch auf etwa 80 Kelvin abgekühlt werden müssen, beispielsweise mit flüssigem Stickstoff. Gegenüber dem oben erwähnten konventionellen elektrischen Wirbelstromverfahren sind die SQUID Sensoren deutlich empfindlicher, vor allem für die Detektion von Fehlern, die tiefer im Material lokalisiert sind. Ein Routine Eignungstest auf dem Rad-Prüfstand der Deutschen Lufthansa am Frankfurter Flughafen hat kürzlich erfolgversprechende Ergebnisse gebracht.

Wie wichtig die Materialprüfung vor allem bei Stahlkonstruktionen ist, wollen wir noch an einem weiteren Beispiel erläutern: dem Untergang der Titanic vor vielen Jahren. Diese Schiffskatastrophe ist auch heute noch ein viel diskutiertes Thema. Der am Max-Planck-Institut für Metallforschung in Stuttgart tätige Physiker Uwe Essmann hat diesen Fall in einem Aufsatz „Metalle: Vom Steinzeitschmuck zum Strahltriebwerk“, der auf einen Artikel in der International Herald Tribune vom 19. Februar 1998 Bezug nimmt, vor kurzem eindrucksvoll zusammengefasst. Seine Zusammenfassung wollen wir hier wiedergeben:

„Die Titanic war auf ihrer Jungfernfahrt am 14. April 1912 kurz vor Mitternacht mit einem Eisberg zusammengestoßen und am 15. April um 2.20 Uhr gesunken. Das Wrack wurde 1985 von dem Ozeanographen Robert Ballard auf der Höhe von Neufundland in einer Tiefe von 3650 Metern entdeckt. Der Rumpf war 1910 auf einer Werft in Belfast aus ca. 2,5 cm dicken Stahlplatten unter Verwendung von annähernd drei Millionen schmiedeeisernen Niete[n] zusammengebaut worden. Mittels spezieller Roboter konnten Stahlplatten vom Rumpf und einige Niete[n] geborgen werden, und es ist zu erwarten, dass bei zukünftigen Expeditionen zum Wrack noch weitere Indizien zum Ablauf der Kollision mit dem Eisberg gefunden werden. Für die damit zusammenhängenden metallurgischen Fragen interessiert sich eine Gruppe von Schiffsbauingenieuren und Metallurgen um William Garzke, dem Vorsitzenden der Kommission für Schadensfälle der „Society of Naval Architects and Marine Engineers“.

Die Titanic hatte nach einem Rudermanöver mit der Steuerbordseite den Eisberg gestreift. Bisher hatte man angenommen, dass dabei ein Längsriß über mehrere Schotten hinweg entstand, der letztendlich den Untergang zur Folge hatte. Untersuchungen am Wrack mit einem speziellen Sonargerät im Jahr 1996 konnten diese

Annahme nicht bestätigen. Statt dessen wurden sechs laterale Öffnungen im Rumpf gefunden, die offensichtlich von Stößen verursacht wurden, als die Titanic am Eisberg entlang schrammte.

Diese Beobachtung weckte bei den beteiligten Ingenieuren den Verdacht, dass an den Öffnungen die genieteten Nähte zwischen benachbarten Stahlplatten geplatzt waren. Darauf hin wurde am (amerikanischen) National Institute of Standards and Technology in Gaithersburg, Maryland, von Tim Foecke eine metallographische Untersuchung der geborgenen Niete in die Wege geleitet. Eine Niete wurde mit einer Diamantsäge der Länge nach geteilt und ihr inneres Gefüge mit einem Metallmikroskop untersucht. Schmiedeeisen ist kein reines Eisen, sondern enthält normalerweise ungefähr 2% Schlackefasern, die beim Schmieden aus Schlackeeinschlüssen entstehen und im Gefüge gut zu erkennen sind. Die Schlackefasern verbessern die Ermüdungs- und Korrosionseigenschaften des Werkstoffs, allerdings darf ihr Volumenanteil 2% nicht wesentlich überschreiten, da andernfalls die Festigkeit der Niete darunter leidet. Die untersuchte Niete hatte einen Schlackegehalt von 9%, was nicht tolerabel ist. Wenn erst einmal einige schwache Niete nachgegeben haben, könnte eine Naht wie eine angerissene Stoffnaht weiterreißen und einen fatalen Wassereintrich zur Folge haben. Es bleibt abzuwarten, ob sich dieser Verdachtsmoment bestätigt. Wenn ja, so ändert das nichts am eigentlichen Zusammenstoß mit dem Eisberg. Aber bei intakten Nähten zwischen den Rumpflplatten wären möglicherweise nur kleine Lecks entstanden, die die Lenzpumpen der Titanic hätten ausgleichen können.“

Nobelpreise in Physik mit engem Bezug zur Physik der festen Stoffe

- 1901 W. C. Röntgen, München, für die Entdeckung der nach ihm benannten Strahlen
- 1909 G. Marconi, London und F. Braun, Strassburg, für ihre Beiträge zur Entwicklung der drahtlosen Telegraphie
- 1913 H. Kamerlingh Onnes Onnes, Leiden, für seine Forschungen über die Eigenschaften von Materie bei tiefen Temperaturen, die auch zur Produktion von flüssigem Helium geführt haben
- 1914 M. von Laue, Frankfurt/Main, für seine Entdeckung der Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen
- 1915 W. H. Bragg, London und W. L. Bragg, Manchester, für ihre Kristallstruktur Analyse mit Röntgenstrahlen
- 1918 M. Planck, Berlin, für seine Entdeckung der Energiequanten
- 1920 Ch. E. Guillaume, Sevres, für seine Entdeckung der Anomalien in Nickel-Stahl Legierungen
- 1921 A. Einstein, Berlin, für seine Beiträge zur Theoretischen Physik und besonders für seine Erklärung des photoelektrischen Effekts
- 1923 R. A. Millikan, Pasadena, Cal., für seine Forschungen über die elektrische Elementarladung und den photoelektrischen Effekt
- 1924 M. Siegbahn, Uppsala, für seine Forschungen auf dem Gebiet der Röntgenspektroskopie
- 1926 J. Perrin, Paris, für seine Erforschung der diskontinuierlichen Struktur der Materie und die Entdeckung des Sedimentationsgleichgewichts
- 1928 O. W. Richardson, London, für die Entdeckung des nach ihm benannten Gesetzes

- 1929 L.-V. de Broglie, Paris, für seine Entdeckung der Welleneigenschaften der Elektronen
- 1930 Venkata Raman, Calcutta, für seine Erforschung der Lichtstreuung und die Entdeckung des nach ihm benannten Effekts
- 1932 W. Heisenberg, Leipzig, für die Schaffung der Quantenmechanik, deren Anwendung auch zur Entdeckung der allotropen Formen des Wasserstoffs geführt hat
- 1933 E. Schrödinger, Berlin und P. A. M. Dirac, Cambridge, für die Entdeckung neuer Formen der Atomtheorie
- 1937 C. J. Davisson, New York, N. Y. und G. P. Thomson, London, für die Entdeckung der Elektronenbeugung durch Kristalle
- 1945 W. Pauli, Zürich, für die Entdeckung des Ausschließungsprinzips, das auch Pauli-Prinzip genannt wird
- 1946 P. W. Bridgman, Harvard University, Mass., für die Erfindung eines Apparats zur Erzeugung extrem hoher Drücke und für seine Entdeckungen auf dem Gebiet der Physik bei hohen Drücken
- 1952 F. Bloch, Stanford University, Cal., und E. M. Purcell, Harvard University, Mass., für die Entwicklung von neuen Methoden für nukleare magnetische Präzisionsmessungen und die damit zusammenhängenden Entdeckungen
- 1956 W. Shockley, Pasadena, Cal., J. Bardeen, Urbana, Ill., und W. H. Brattain, Murray Hill, N. J., für ihre Erforschung von Halbleitern und ihre Entdeckung des Transistor-Effekts
- 1961 R. L. Mössbauer, München, für seine Erforschung der Resonanzabsorption der Gamma-Strahlung und für die Entdeckung des nach ihm benannten Effekts
- 1962 L. D. Landau, Moskau, für seine bahnbrechenden Theorien der kondensierten Materie und besonders des flüssigen Heliums
- 1965 Sin-itiro Tomonaga, Tokyo, J. Schwinger, Cambridge, Mass., und R. P. Feynman, Pasadena, Cal., für ihre grundlegenden Arbeiten zur Quanten-Elektrodynamik mit den tiefgehenden Konsequenzen für die Physik der Elementarteilchen

- 1970 L. E. F. Néel, Grenoble, für die Erforschung der Grundlagen und für Entdeckungen zum Antiferromagnetismus und Ferrimagnetismus, die zu wichtigen Anwendungen in der Festkörperphysik geführt haben
- 1972 J. Bardeen, Urbana, Ill., L. N. Cooper, Providence, R. L., und J. R. Schrieffer, Philadelphia, Penn., für ihre Theorie der Supraleitung, die gewöhnlich BCS-Theorie genannt wird
- 1973 L. Esaki, Yorktown Heights, N. Y., I. Giaever, Schenectady, N. Y., für ihre experimentellen Entdeckungen der Tunnel-Effekte in Halbleitern und in Supraleitern, und B. D. Josephson, Cambridge, U. K., für seine theoretischen Vorhersagen der Eigenschaften eines Suprastromes durch eine Tunnelbarriere und besonders der Phänomene, die allgemein als Josephson-Effekte bekannt sind
- 1977 P. W. Anderson, Murray Hill, N. J., N. F. Mott, Cambridge, U. K., und J. H. Van Vleck, Cambridge, Mass., für ihre theoretischen Grundlagenforschungen zur elektronischen Struktur von magnetischen und ungeordneten Systemen
- 1978 P. L. Kapitza, Moskau, für seine Erfindungen und Entdeckungen auf dem Gebiet der Tieftemperatur-Physik
- 1981 K.M. Siegbahn, Uppsala, für seinen Beitrag zur Entwicklung der hochauflösenden Elektronenspektroskopie
- 1982 K. G. Wilson, Cornell University, für seine Theorie der kritischen Phänomene im Zusammenhang mit Phasenumwandlungen
- 1985 K. von Klitzing, Stuttgart, für die Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts
- 1986 E. Ruska, Berlin, für seine Grundlagenforschung zur Elektronenoptik und die Konstruktion des ersten Elektronenmikroskops, sowie G. Binnig und H. Rohrer, Zürich, für ihre Konstruktion des Raster-Tunnelmikroskops
- 1987 J. G. Bednorz und K. A. Müller, Zürich, für ihren wichtigen Durchbruch bei der Entdeckung von Supraleitung in keramischen Materialien
- 1991 P.-G. de Gennes, Paris, für die Entdeckung, dass Methoden zum Studium von Ordnungsphänomenen in einfachen Systemen für komplexere Formen der Materie verallgemeinert werden können, insbesondere für Flüssigkristalle und Polymere

- 1994 B. N. Brockhouse, McMaster University und C. G. Shull, Massachusetts Institute of Technology, für ihre bahnbrechenden Beiträge zur Entwicklung der Technik der Neutronenstreuung für das Studium der kondensierten Materie
- 1996 D. M. Lee, Cornell University, D. D. Osheroff, Stanford University, und R. C. Richardson, Cornell University, für ihre Entdeckung der Supraflüssigkeit in Helium-3
- 1998 R. B. Laughlin, Stanford University, H. L. Störmer, Columbia University und D. C. Tsui, Princeton University, für ihre Entdeckung einer neuen Art von Quantenflüssigkeit mit fraktionierten Ladungen der Anregungen
- 2000 Z. I. Alferov, St. Petersburg, H. Kroemer, Santa Barbara, Cal., und J. S. Kilby, Dallas, Texas, für ihre grundlegenden Beiträge zur Informations- und Kommunikationstechnologie, die Entwicklung von Halbleiter-Heterostrukturen für Hochgeschwindigkeits- und Optoelektronik, bzw. die Erfindung der Integrierten Schaltungen

Nobelpreise in Chemie mit engem Bezug zur Physik der festen Stoffe

- 1920 W. Nernst, Berlin, für seine Arbeiten zur Thermochemie
- 1936 P. Debye, Berlin-Dahlem, für seine Beiträge zu unserer Kenntnis der molekularen Struktur durch die Erforschung der Dipolmomente und der Beugung von Röntgenstrahlen und Elektronen in Gasen
- 1949 W. F. Giaouque, Berkeley, Cal., für seine Beiträge zur chemischen Thermodynamik, besonders im Hinblick auf die Stoffeigenschaften bei extrem tiefen Temperaturen
- 1954 L. Pauling, Pasadena, Cal., für seine Erforschung der Natur der chemischen Bindung und die Anwendung zur Aufklärung der Struktur komplexer Substanzen
- 1966 R. S. Mulliken, Chicago, Ill., für seine Grundlagenforschung zur chemischen Bindung und zur elektronischen Struktur von Molekülen durch die Methode der Molekül-Orbitale
- 1968 L. Onsager, New Haven, Conn., für die Entdeckung der nach ihm benannten Reziprozitäts-Beziehungen als die Grundlage der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse
- 1977 I. Prigogine, Brüssel, für seine Beiträge zur Nichtgleichgewichts-Thermodynamik und besonders zur Theorie der dissipativen Strukturen
- 1985 H. A. Hauptman, Buffalo, N. Y., und J. Karle, Washington, DC, für ihre herausragenden Erfolge bei der Entwicklung von direkten Methoden zur Bestimmung von Kristallstrukturen
- 1991 R. E. Ernst, Zürich, für seine Beiträge zur Entwicklung von Methoden der hochauflösenden Kernresonanz-Spektroskopie
- 1996 R. F. Curl, Jr., Rice University, H. W. Kroto, University of Sussex, und R. E. Smalley, Rice University, für ihre Entdeckung der Fullerene

- 1998 W. Kohn, University of California, für seine Entwicklung der Dichtefunktional-Theorie, und J. A. Pople, Northwestern University, für seine Entwicklung der numerischen Methoden in der Quantenchemie
- 2000 A. J. Heeger, Santa Barbara, Cal., A. G. MacDiarmid, Philadelphia, Penn., und H. Shirakawa, Tsukuba, für die Entdeckung und Entwicklung der leitenden Polymere

Verwendete Symbole zur mathematischen Abkürzung

a	=	Abstand der benachbarten Atome oder Bausteine im Kristallgitter
e	=	elektrische Elementarladung
h	=	Planck'sche Konstante
k	=	Wellenzahl = $2\pi/\lambda$
k	=	Wellenvektor = $k_x + k_y + k_z$
k_z	=	Komponente des Wellenvektors in z-Richtung
k_F	=	Fermi-Wellenvektor
k_B	=	Boltzmann'sche Konstante
v_F	=	Fermi-Geschwindigkeit
mA	=	Milliampere
mg	=	Milligramm
nm	=	Nanometer = 10^{-9} Meter
μm	=	Mikrometer = 10^{-6} Meter
eV	=	Elektronenvolt (Energieeinheit)
GeV	=	Giga-Elektronenvolt = 10^9 eV
GHz	=	Giga-Hertz = 10^9 pro Sekunde
B	=	magnetische Flussdichte
E	=	Energie
H_C	=	kritisches Magnetfeld der Supraleitung
H_{C1}	=	unteres kritisches Magnetfeld der Supraleitung
H_{C2}	=	oberes kritisches Magnetfeld der Supraleitung
I	=	elektrischer Strom
I_C	=	kritische elektrische Stromstärke der Supraleitung
N	=	Zahl der Kristallatome
R	=	elektrischer Widerstand
T	=	Temperatur
T_C	=	kritische Temperatur der Supraleitung
T_D	=	Debye-Temperatur = $h\nu_D/k_B$
T_{CU}	=	Curie-Temperatur
U	=	gesamte Schwingungsenergie im Kristall
V	=	elektrische Spannung
ε_F	=	Fermi-Energie
λ	=	Wellenlänge

λ_m	=	magnetische Eindringtiefe der Supraleitung
ν	=	Frequenz
ν_C	=	Zyklotron-Frequenz
ν_D	=	Debye-Frequenz
ν_E	=	Einstein-Frequenz
ξ	=	Kohärenzlänge der Supraleitung
ψ	=	Wellenfunktion der supraleitenden Cooper-Paare

Personenverzeichnis

Abrikosov, A. A. 82–84, 100
Abstreiter, G. 70
Aharonov, Y. 129
Akimitsu, J. 102
Alferov, Z. I. 146
Anderson, P. W. 87, 145
Ardenne, M. von 9

Balluffi, R. W. 133
Bardeen, J. 4, 48, 53–55, 85, 144, 145
Barkhausen, H. 108
Becker, R. 137
Bednorz, J. G. 94, 145
Bethe, H. 44
Binnig, G. 10, 145
Bitter, F. 73, 83, 108, 110
Bloch, F. 31–33, 39, 40, 86, 87, 108, 109, 144
Bohm, D. 129
Bohr, N. 86
Borries, B. von 7, 8
Bose, S. N. 27
Bragg, W. H. 2, 19, 22, 143
Bragg, W. L. 2, 19, 22, 143
Brattain, W. H. 4, 48, 53–55, 144
Braun, F. 46, 51, 143
Bravais, A. 15, 16
Bridgman, P. W. 144
Brillouin, L. 44, 86, 106
Brockhouse, B. N. 27, 28, 146
Buckminster Fuller, R. 124

Casimir, H. B. G. 79
Chaudhari, P. 101
Chu, C. W. 93, 94
Clifton Sorby, H. 132

Clusius, K. P. A. 43
Cooper, L. N. 85, 145
Cotton, A. 73
Crick, F. H. C. 22
Curie, M. 105
Curie, P. 105, 106
Curl, R. F. 124, 147

Döhler, G. H. 119
Davisson, C. J. 8, 144
de Broglie, L.-V. 8, 144
de Gennes, P.-G. 145
de Haas, W. J. 67
de L. Kronig, R. 86
Deaver, B. S. 84
Debye, P. 5, 20, 26, 28, 147
Devoret, M. H. 123
Dingle, R. 70
Dirac, P. A. M. 32, 37, 105, 144
Doli, R. 84
Drude, P. 37

Einstein, A. 25, 27, 88, 135, 143
Er-Rakko, L. 95
Ernst, R. E. 147
Esaki, L. 117, 119, 145
Essmann, U. 83, 140
Esteve, D. 123
Ewald, P. P. 17

Förster, F. 140
Fairbank, W. M. 84
Faraday, M. 46, 63
Fermi, E. 37
Feit, A. 111

- Feynman, R. P. 83, 116, 144
 Franklin, R. 116
 Frenkel, J. I. 86, 134

 Germer, L.H. 8
 Giaever, I. 86, 87, 145
 Giauque, W. F. 5, 147
 Gibbs, J. W. 132
 Ginzburg, V. L. 81
 Gorter, C.J. 5, 79
 Gossard, C. 70
 Grünberg, P. 111
 Guillaume, Ch. E. 143

 Hahn, O. 94, 135
 Hall, E.H. 63
 Hauptman, H. A. 147
 Heeger, A. J. 148
 Heisenberg, W. 31, 32, 47, 86, 107, 109, 144
 Helmholtz, H. von 63, 132
 Holborn, L. 25
 Holst, G. 77
 Hooke, R. 136
 Huffman, D. R. 124, 125

 Iijima, S. 125
 Ioffe, A. F. 60, 73, 134
 Ittner, W. B. 81

 Jones, H. 44
 Jordan, P. 86
 Josephson, B. D. 87, 145

 Kamerlingh Onnes, H. 4, 75–77, 143
 Kapitza, P. L. 73, 82, 145
 Karle, J. 147
 Kawaji, S. 69
 Kepler, J. 16
 Kilby, J. S. 146
 Klitzing, K. von 62, 68, 69, 145
 Knoll, M. 7, 9
 Kohn, W. 148
 Krätschmer, W. 124, 125
 Kroemer, H. 57, 146
 Kroto, H. W. 124, 147
 Kurti, N. 5, 6

 Landau, L. D. 65, 66, 73, 81–83, 86, 105, 106, 144
 Landauer, R. 121, 123
 Landwehr, G. 68
 Langevin, P. 106
 Laue, M. von 17, 22, 28, 143
 Laughlin, R. B. 71, 146
 Lee, D.M. 146
 Lifshitz, I.M. 67
 Lindemann, F. A. 6
 London, F. 6, 81
 London, H. 6, 81
 Lorentz, H. A. 37, 63
 Lummer, O. 25

 Mössbauer, R. L. 28, 29, 144
 Müller, K. A. 94, 145
 MacDiarmid, A. G. 148
 Maier-Leibnitz, H. 28
 Mann, Th. 16
 Marconi, G. 46, 143
 Mark, H. 136
 Martens, A. 132
 Maxwell, J. C. 63
 Meissner, W. 78
 Mendelssohn, K. 6
 Michel, C. 95
 Millikan, R. A. 143
 Moore, G.E. 58
 Mott, N. F. 44, 135, 137, 145
 Mulliken, R. S. 147

 Néel, L. E. F. 106, 110, 145
 Näbauer, M. 84
 Nernst, W. 26, 147

 Ochsenfeld, R. 78
 Ohl, R. S. 53, 56
 Onsager, L. 40, 44, 67, 147
 Orowan, E. 137
 Osheroff, D. D. 146

 Pauli, W. 37, 39, 86, 105–107, 144
 Pauling, L. 147
 Peierls, R. E. 29, 34, 39, 47, 50, 67

- Peltier, J. Ch. A. 42
Perrin, J. 143
Perutz, M. 22
Pippard, A.B. 40,67, 81,87
Planck, M. 24,25,143
Ploog, K. 70, 119
Pohl, R. W. 134, 135
Polanyi, M. 136,137
Pople, J. A. 148
Pound, R. V. 29
Prigogine, I. 147
Pringsheim, E. 25
Purcell, E. M. 144
- Quinn, D. J. 81
- Röntgen, W. C. 2, 16, 17, 21, 60, 94, 143
Raman, Venkata 144
Raveau, B. 95
Rebka, G. A. 29
Richardson, O. W. 143
Richardson, R. C. 146
Rohrer, H. 10, 145
Roosevelt, F. D. 135
Rowland, H. A. 63
Rubens, H. 25
Ruska, E. 7, 8, 145
Rutherford, E. 73
- Scheer, E. 123
Scherrer, P. 20
Schmid, E. 136
Schottky, W. 50–52
Schrödinger, E. 32, 144
Schrieffer, J. R. 85, 145
Schwinger, J. 144
Seebeck, Th. J. 42
Seitz, F. 3, 4, 135
Sharvin, D. Yu. 130
Sharvin, Yu. V. 121, 130
Shirakawa, H. 148
Shockley, W. 4, 48, 54, 144
- Shubnikov, L. V. 73, 82
Shull, C. G. 146
Siegbahn, K. M. 145
Siegbahn, M. 143
Simmons, R. O. 133
Simon, F. E. 5, 6
Smalley, R. E. 124, 147
Sommerfeld, A. 17,44,48
Spenke, E. 51,53
Störmer, H. L. 70, 122, 146
Stalin, J. W. 73
Stark, J. 119
Strassmann, F. 94,135
Szilard, L. 135
- Taylor, G. 137
Teal, G. 48
Thomson, G. P. 144
Tomonaga, Sin-itiro 144
Träuble, H. 83
Tsu, R. 117
Tsuei, C. C. 101, 103
Tsui, D. C. 70, 122, 146
- van Alphen, P. M. 67
Van Vleck, J. H. 145
- Waller, I. 28
Wannier, G. H. 119
Watson, J. D. 22
Webb, R. A. 115, 130
Weiss, P. 106–108, 110
Welker, H. 48,57
Wien, W. 25
Wigner, E. P. 3, 4, 70, 86, 135
Wilson, A. H. 34, 44, 50
Wilson, K. G. 145
Winkler, C. 47
Wu, M. K. 94
- Yang, C. N. 87
Zavaritskii, N. 82

Sachverzeichnis

- Abrikosov'sches Flussliniengitter 83
- Abschirmströme 79–81,89
- adiabatische Entmagnetisierung 106
- Aharonov-Bohm-Effekt 129, 130
- Airbag 59
- akustische Zweige der Phononen 28
- Akzeptoren 49, 50, 58
- Aluminium 49
- American Physical Society 2
- Anisotropie der Fermi-Oberfläche 40
- anomaler Hall-Effekt 47
- antiferromagnetische Zwischenschicht-Kopplung 112
- Antiferromagnetismus 106,110,145
- APS *siehe* American Physical Society
- Arsen 48, 49
- Atom-Ei 7
- Atome, künstliche 127
- Atomvolumen 133
- Ausbreitung
 - ballistische 120
 - diffusive 120
- Ausschlussprinzips von Pauli *siehe* Pauli-Prinzip
- Austauschenergie 107, 108
- Austauschintegral, quantenmechanisches 110

- B ahndrehimpul s 105
- Bahnmoment, magnetisches 105
- ballistische Ausbreitung 120
- ballistische Phononen 23, 30
- Bandstruktur 33
- Barkhausen-Sprünge 108

- Basis 54
- Batelle Institut 9, 138
- BCS-Theorie 85, 86, 145
- Bell Laboratorien 3, 47, 48, 56
- Bell Radio Laboratorien 53
- Bell Telephone Laboratorien 8
- Beugungstheorie 18
- Bevölkerungsumkehr 57
- Bikristall-Substrate 102
- Bikristall-Technik 101
- Bitter-Dekorationsverfahren 108
- Bitter-Technik 82, 83
- Bleiglanz-Kristalle 46
- Bloch-Ansatz 33
- Bloch-Grüneisen-Gesetz 40,41
- Bloch-Oszillation 118–120
- Blochwand 109
- Boltzmann-Konstante 24
- Boltzmann-Verteilung 60
- Bose-Einstein-Statistik 27, 109
- Bosonen 27
- Bragg'sche Interferenzbedingung 19, 20, 40
- Bragg-Reflexion 34, 117, 118
- Braunsche Röhre 46
- Bravais-Gitter 15
- Bremsstrahlung 21
- Bruch-Kontakt-Methode 123
- Buckminsterfullerene 124
- buckyball 124

- Cadmiumselenid 53
- Cavendish Laboratorium 9, 122, 136, 138
- Chips 58
- Clarendon Laboratory 6
- Clusius'sches Trennrohr 43

- Comet, Flugzeug 2, 3, 132
 Cooper-Paare 84–87, 89, 97, 99, 100, 102, 128
 Curie-Temperatur 107
 Curie-Weiss'sches Gesetz 107
 Curiesches Gesetz 105, 106
- Dauermagnete 111
 de Haas-van Alphen-Effekt 67
 Debye-Energie 27, 40
 Debye-Frequenz 27
 Debye-Temperatur 40, 41
 Debye-Waller Faktor 28, 29
 Deformation, plastische 137
 Deutsch-Französisches Hochfeld-Magnetlabor 68, 73
 Deutsche Physikalische Gesellschaft 2
 diamagnetische Suszeptibilität 105
 Diamagnetismus 66, 67, 105, 106
 Diamant 30
 Diamantschichten 30
 Diffusion 120
 Diffusionsprozesse 52, 133
 diffusive Ausbreitung 120
 Dispersionskurven 27
 DNS-Doppelhelix 22
 Domänen
 normale 82
 supraleitende 82
 Donatoren 49, 50, 58
 Doppelleerstellen 133
 Dotierung 50, 58, 97
 Dotierungsübergitter 119
 DPG *siehe* Deutsche Physikalische Gesellschaft
 Drehkristallmethode 19, 20
 Drude-Lorentz-Modell 37
 Dulong-Petit-Gesetz 24, 26
 d-Wellen-Symmetrie 98, 101
 Esaki-Diode 117
 Effekt, photovoltaischer 56
 Eigendrehimpuls 37, 44, 65, 85, 105
 Eigenleitung 47, 49
 Eindringtiefe, magnetische 80–83, 85
 Einheitszellen 96, 97
 Einkristalle 6, 20, 40, 48, 65–67, 125, 134, 136
 Einstein-Modell 26
 Einsteinfrequenz 26
 Einzel-Atom-Kontakt 123
 Einzelelektronen-Effekte 126
 Eisen 107, 109
 elektrische Leitfähigkeit 34, 37
 elektrischer Isolator 34
 elektrischer Widerstand 10, 40, 41, 46, 64, 65, 68, 71, 72, 76, 77, 79–81, 87, 89, 94, 97, 112, 117, 121, 126, 129, 130
 Elektrodynamik 63
 Elektromagnete, gepulste 73
 Elektromotor 64
 Elektron-Loch Flüssigkeit 51
 Elektron-Loch Paar 50, 51
 Elektronen, quasifreie 34
 Elektronen-Synchrotron 21
 Elektronengas, zweidimensionales 70–72, 113, 114, 117, 122
 Elektronenmikroskop 1, 7, 8, 10
 Elektronenstrahl 9
 Elektronik, molekulare 123, 125
 Elementarmagnete 5, 6, 97, 104–108, 110
 Elementarzelle 27
 Emitter 54
 Energie, thermische 40, 66
 Energieübertragungskabel 91
 Energiebänder 32–34, 46, 118, 119, 127
 Energielücken 34, 35, 46, 48–50, 57, 86, 87, 99, 118, 128
 verbotene 32
 Energiespeicher, magnetische 91
 Entmagnetisierung, adiabatische 5, 106
 Entropie 132
 epitaktische Schichten 101
 Ermüdungsbruch 139
- europäische Synchrotron Strahlenquelle 21
 extrinsische Halbleiter 50
 Exziton 50, 51
- Farbzentren 134

- Feld-Effekt-Transistor 68–70
 spinpolarisierter 113, 114
 Fermi-Dirac-Statistik 37
 Fermi-Energie 38–40, 53, 60, 85, 120–122
 Fermi-Funktion 38, 39, 60
 Fermi-Geschwindigkeit 120
 Fermi-Oberfläche 36, 39, 40, 67, 85
 Fermi-Verteilung 38, 39, 59, 60, 120
 Fermi-Wellenlänge 122
 Fermi-Wellenvektor 36, 39
 Fermi-Wellenzahl 120
 Fermionen 37, 44
 Ferromagnete 104, 107, 109
 Ferromagnetismus 32, 106, 107, 109, 110
 Festigkeitseigenschaften 136
 Flächentransistor 54
 Fluoreszenz-Mikroskopie 128
 Flussfäden
 magnetische 82
 Flusslinien, magnetische 88, 89, 100
 Flusslinienbewegung 88, 89, 100
 Flussliniengitter 83, 100
 Flussquanten, magnetische 71, 72, 83, 84, 86,
 88, 89, 91, 97, 102, 129
 Flussquantisierung, magnetische 84, 89
 Flusswanderungs-Spannung 88
 Flusswanderungs-Widerstand 89
 Francis Bitter Hochfeld-Magnetlabor 70, 73
 freie Weglänge 37
 Freiheitsgrad 24
 Frenkel-Defekt 134
 Frustration 102
 Fullerene 124, 125, 147
 Fusionsreaktor 136

 Gallium 48, 49
 Galliumarsenid 48, 57, 70, 117, 119, 121,
 128
 Galliumnitrid 57
 Gate-Elektroden 122
 Gate-Spannung 68–70, 113, 114, 122, 123
 Gefüge 132, 141
 Gefügemikroskopie 132
 General Electric 86
 gepulste Elektromagnete 73

 Germanium 4, 26, 47–49, 51, 53, 54
 Gesteinskunde 14
 Ginzburg-Landau-Theorie 81–83
 Gitteraufbau 14, 17, 22
 Gitterdefekte 3, 127, 135
 Gitterfehler 3, 41, 132
 Gitterschwingungen 6, 24, 26–28, 37, 109,
 119, 120, 127
 Gleichrichter 53
 Gleichrichter-Diode 126
 Gleichrichter-Effekt 51
 Gleichrichterwirkung 46, 52
 Gleitebenen 136–139
 granulare Struktur 99, 100
 Graphit 3, 124, 135
 Gruppentheorie 16

 Hämoglobin 22
 Härte, magnetische 111
 Haftzentren 89, 91, 100, 136
 Halbleiter 10, 34, 35, 46–48, 50, 51, 53, 54,
 57, 59–61, 70, 117, 119, 120, 135,
 136, 144, 145
 extrinsische 50
 intrinsische 47, 49
 Halbleiter-Laser 57
 Halbleiterindustrie 7
 Halbleiterkristalle 4
 halbzahliges magnetisches Flussquant 102,
 103
 Hall-Effekt 63–65, 97
 Hall-Spannung 64
 Heisenberg'sche Unschärferelation 29
 Helium 4–6, 75, 78, 83, 91, 94, 125, 140
 flüssiges 72, 73
 supraflüssiges 83
³He 6
⁴He 6
 Heliumverflüssigung 5, 76, 79
 Heterostrukturen 70–72, 113, 119, 122, 146
 Hochfrequenzfilter 102
 Hochtemperatur-Supraleiter 80, 93, 94, 96,
 103, 134, 140
 Homo Sapiens 14
 Hooke'sches Gesetz 136

- Hybrid-Magnete 73
- IBM 113
 Kohlenstoff 47
 IBM Forschungslabor in Rüschlikon 10, 94
 IBM Thomas J. Watson Forschungszentrum 117
- ICE-Eisenbahnunglück 139
 Impulsraum 36, 39, 40, 97, 98
 Indiumantimonid 49
 Infineon 113
 Institut für Physikalische Probleme 73, 121
 Institute for the Study of Metals 40
 Interferenz 18, 19, 128, 129
 interstellare Kohlenstoffmoleküle 124
 intrinsische Halbleiter 47, 49
 Ionenkristalle 134
 Isolator 34
 Isolator, elektrischer 34
 Isotopeneffekt 85
- Josephson-Effekt 88–90, 97, 101, 140
 Josephson-Elektronik 91
 Josephson-Gleichungen 87
 Josephson-Kontakte 89, 90, 101, 102
 101
 Josephson-Oszillation 87, 88
 Josephson-Spannungsnormale 90
- Kältetechnik 60
 künstliche Atome 127
 Kaiser-Wilhelm-Institut
 für Faserstoffchemie 136
 für Metallforschung 132
 Kaltverformung 132, 138, 139
 Katalysator-Oberflächen 67
 Kathodenstrahl-Oszillograph 7
 Kathodenstrahlröhre 21, 46
 Kernentmagnetisierung 6
 Kernfusion 91, 92
 Kernmagnetismus 110
 Kernreaktoren 3, 7, 135
 Kernresonanzfluoreszenz 29
 Kernspin-Tomographie 91
 Kettenreaktion 135
 Kobalt 107
 Kochsalz 134
- Koerzitivfeldstärke 111, 113
 Kohärenzlänge 81–83, 85, 97, 100
- Kohlenstoff-Nanoröhren 124–127
 Kollektor 54
 Kolloidchemie 127
 Korngrenzen 48, 100–103, 134
 Kraftmikroskop
 atomares 11
 magnetisches 11
- k-Raum 39
 Kristallklassen 16
 Kristallsymmetrie 19
 Kristall Versetzungen 9
 kritische Stromstärke 78
 kritische Temperatur 77, 79, 80, 93, 94, 97
 kritisches Magnetfeld 77, 79, 83
 Kugelwellen 18, 19
 Kupferoxid-Ebenen 95–97, 110
 Kupferoxydul 47
 Kuprat-Supraleiter 95–98, 100, 102
 Kuprate 97
- Löcher 47, 50, 51, 56, 57, 64, 67, 97–99,
 106
- Löcherdotierung 97
 Landau-Kreise 68
 Landau-Zylinder 66–68
 Laser-Rastermikroskop 10
 Laue-Apparatur 17
 Laue-Diagramm 13, 18–20
 Laue-Langevin-Institut 7, 21, 28
 LED *siehe* licht-emittierende Diode
 Leerstellen 132–134
 Leitfähigkeit, elektrische 34
 Leitungsband 46, 48–52, 57, 66, 67, 70, 105,
 106
- Leitwert, quantisierter 121, 123
 Lenzsche Regel 105
 Leseköpfe 113
 für Festplatten 111
 licht-emittierende Diode 56, 57
 Lichtbogen 125
 Lichtquanten 25
 Lithographiemethoden 116
 longitudinale Phononen 27

- Lorentz-Kraft 63–66, 71, 88, 89, 100
 Mössbauer-Effekt 28
 Magnesiumdiborid 102
 Magnet-Schwebebahn Transrapid 111
 Magnete, supraleitende 72
 Magnetfeld
 kritisches 77, 79
 oberes kritisches 83
 unteres kritisches 83
 magnetic random-access memories 113
 magnetische Domänen 108
 magnetische Eindringtiefe 80–83, 85
 magnetische Flasche 64
 magnetische Flussfäden 82
 magnetische Flusslinien 88, 89, 100
 magnetische Flussquanten 71, 72, 83, 84, 86,
 88, 89, 91, 97, 102, 129
 magnetische Flussquantisierung 84, 89
 magnetische Härte 111
 magnetische Speicherelemente 111
 magnetische Spinnmomente 108
 magnetische Suszeptibilität 105, 107
 magnetischer Energiespeicher 91
 magnetischer Tunnelkontakt 113
 magnetisches Bahnmoment 105
 magnetisches Spinnmoment 105–107, 109,
 110
 Magnetisierung 106–109, 111–114
 Magnetisierungswärme 5
 magneto-kalorischer Effekt 106
 Magnetoelektronik 111, 114
 Magnetoenzephalographie 90
 Magnetokardiographie 89
 Magnetosensorik 111
 Magnetspulen 64, 68, 72–74, 91, 92, 103
 Magnetwiderstand 64, 65
 Magnonen 109, 110
 makroskopischer Quantenzustand 86
 makroskopisches Quantenphänomen 87, 89
 Manganoxid 110
 Manhattan-Projekt 43
 Materialanalyse 7, 9, 10, 22
 Materialermüdung 2, 3, 9
 Materiewellen 34, 39, 66, 116–118, 120, 121,
 128, 129
 Materiewellenhypothese 8
 Mathiessen'sche Regel 41
 Max-Planck-Institut für Metallforschung 83,
 132, 140
 mechanische Spannung 136
 Meissner-Effekt 78–81, 83, 94, 105
 mesoskopischer Bereich 120, 121, 123
 Metall 34
 Metall-Halbleiter Kontakt 51, 52
 MgB₂ 102
 Mikroelektronik 3, 4
 Mikromanipulation 116
 Mikromechanik 59
 Mikroprozessor-Chip 59
 Mikrorisse 3, 139, 140
 Mineralogie 14
 Miniaturisierung 55, 58, 116
 Minibänder 118, 119
 Minoritäts-Ladungsträger 54, 57
 Mischkryostat 6, 7
 Mischzustand 82, 83, 100
 Modulationsdotierung 70
 molekulare Elektronik 123, 125
 Mond-Laboratorium 73
 Moore'sches Gesetz 58
 MRAM *siehe* magnetic random-access me-
 mories
 Néel-Temperatur 110
 Nanoelektronik 123
 natürliche Linienbreite 29
 National Institute of Standards and Technolo-
 gy 141
 n-Dotierung 50
 NEC Corporation 125
 Netzebene 16, 131, 137, 138
 Neutronen 3, 6, 26, 28, 85, 110, 135
 Neutronenspektroskopie 28
 Neutronenstrahlen 7
 Neutronenstreuung 22, 109, 110
 Nickel 107
 n-i-p-i-Kristalle 119
 Normalschwingungen 24, 38

- Nukleinsäuren 22
 Nullpunktsenergie 30
 Nullpunktsschwingungen 30

 Ohm'sche Kontakte 52
 optische Anregung 50
 optische Zweige der Phononen 28
 Optoelektronik 49, 57, 120
 pancakes 100
 paramagnetische Suszeptibilität 39, 106
 Paramagnetismus 39, 105–107, 110
 Passagierflugzeug Comet 2
 Pauli-Prinzip 37–39, 44, 47, 85, 106, 127, 144
 p-Dotierung 50
 Peltier-Effekt 41, 42, 44, 59, 60, 97
 Peltier-Kühlung 60, 61
 Peltier-Kaskade 60, 61
 Peltier-Module 61
 Periodensystem 47
 Perovskit-Struktur 95
 Philips Forschungslaboratorien 77, 122
 phonon imaging 23,30
 Phononen 26, 27, 29, 37,40, 41, 66, 85, 109, 110, 118, 127
 ballistische 30
 Phononenspektrum 27, 28
 Phosphor 49
 photoelektrischer Effekt 25,135
 Photoleitung 50
 Photonen 25,27
 photovoltaischer Effekt 56
 Photozelle 50
 Physikalisch-Technische
 Bundesanstalt 69
 Reichsanstalt 24, 25, 78, 79, 88
 piezoelektrische Verstellelemente 10,123
 Planartechnologie 58
 Planck'sche Konstante 24, 66, 69, 84, 121
 Planck'sches Strahlungsgesetz 26, 27
 plastische Deformation 137
 plastische Verformung 136, 139
 Plastizität 137
 p-n Übergang 52–54, 56, 57

 Pohl's Zirkus 134
 Polarlicht 63
 Potential, thermodynamisches 132
 Proteine 22
 Proteinkristalle 15
 Pulvermethode 20
 Punktgitter 18,20
 Punktkontakte 121
 Quanten-Hall-Effekt 62, 68–72, 113, 117, 122, 145
 fraktionierter 71, 72, 84
 ganzzahliger 71
 integraler 71
 Quanten-Kaskaden-Laser 120
 Quantendrähte 115,120
 Quantendreieck 91
 Quantenfeldtheorie 86
 Quantenmechanik 32
 quantenmechanischer Tunnelprozess 113
 quantenmechanischer Tunnelstrom 10
 quantenmechanisches Austauschintegral 110
 Quantenphänomen, makroskopisches 87, 89
 Quantenpunkt-Laser 127, 128
 Quantenpunkte 115, 127, 128
 Quantenstatistik 26, 27, 37, 39, 42, 44, 106
 Quantentheorie 24, 26
 Quantenzustand, makroskopischer 86
 quantisierter Leitwert 121,123
 quasifreie Elektronen 34
 Quecksilber 76, 77, 85

 Raster-Elektronen-Transmissionsmikroskop 130
 Raster-Elektronenmikroskop 9
 Raster-Tunnelmikroskop 10, 11
 Raumgruppen 16
 Relativitätstheorie 114
 Resonanzabsorption 28, 144
 Restwiderstand 41, 81
 Reziprozitätsschema 44
 Richtungsquantisierung 37, 105, 106
 Riesenmagnetwiderstand 65, 111–113
 Ringstrom 81
 Röntgenröhre 17

- Röntgenstrahlen 2, 7, 17–22, 28, 94, 116,
136, 143, 147
- Rowland-Gitter 63
- Salzpille, paramagnetische 5
- Saphir 29
- Schichten, epitaktische 101
- Schneeflocken 16
- Schneekristalle 16
- schneller Brüter 135
- Schottky-Diode 51
- Schottky-Kontakt 52
- Schottky-Randschicht 51
- Schrödingergleichung 34, 47, 127
- Seebeck-Effekt 42, 44, 59, 60, 97
- Sekundärelektronen 10
- selbstorganisiertes Wachstum 128
- Selen 47, 53
- Selen-Gleichrichter 53
- Sensoren für Magnetfelder 89, 140
- Shapiro-Stufen 88
- Shubnikov-de Haas-Oszillationen 67
- Siemens 68
- Siemens & Halske 8
- Siemens Forschungslaboratorium 48
- Silizium 4, 7, 23, 47–49, 53, 59, 68–70, 127
- Silizium-Einkristall 8, 58, 59
- Silizium-Solarzelle 57
- Silizium-Wafer 45, 58
- Siliziumoxid 48, 68
- Silsbee'sche Regel 78
- Solarzelle 56
- Sonden-Rastermikroskopie 116
- Spannung, mechanische 136
- Speicherdichte von Festplatten-Laufwerken
114
- Speicherelemente, magnetische 111
- spezifische Wärme 24, 26, 37–39, 42, 109,
110, 133
- Spin 37, 65, 104, 105, 111, 113, 127
- Spin-Elektronik 111
- Spinmoment, magnetisches 105–110
- spinpolarisierte Ströme 111
- spinpolarisierter Feld-Effekt-Transistor 113,
114
- Spinventile 113
- Spinwellen 104, 109, 110
- Spitzentransistor 54, 55
- SQUID *siehe* Superconducting Quantum In-
terference Device
- SQUID-Rastermikroskop 90, 102, 103
- Störstellen 41, 49
- Stark-Effekt 119
- Stoßprozesse 30, 40, 66, 118–121, 128
- Stofftransport 133, 134
- Ströme, spinpolarisierte 111
- Strahlenschäden 3, 135
- Strahlungsgesetz
Planck'sches 25
Rayleigh-Jeans'sches 25
Wien'sches 25
- Streuung von Neutronen 109, 110
- Strombegrenzung, elektrische 103
- Stromstärke, kritische 78
- Struktur, granuläre 100
- Stufenversetzung 131, 139
- Superconducting Quantum Interference De-
vice 89, 101, 102, 140
- Supraleiter 10, 77–84, 86–91, 93, 96, 99,
100, 128
technische 72, 91
Typ I 83
Typ II 83
- Supraleitung 4, 6, 44, 48, 72, 74–78, 80–82,
84–89, 91, 92, 94, 95, 97, 98, 100,
102, 105, 125, 145
- Typ II 97
- Suszeptibilität
diamagnetische 105
magnetische 105, 107
paramagnetische 39, 106
- s-Wellen-Symmetrie 98, 102
- Symmetrie der Wellenfunktion 97
- Symmetrieeigenschaften 15, 16, 26
- Symmetrieelemente 16
- Synchrotronstrahlung 21
- Teilchen-Detektorsysteme 91
- Teilchenbeschleuniger 91
- Temperatur, kritische 77, 79, 80, 93, 94, 97

- Texas Instruments 48
 thermische Energie 40, 66
 Thermodiffusion 42, 43
 thermodynamisches Potential 132
 thermoelektrische Phänomene 41
 Thermoelemente 44
 Thermospannung 42–44
 Thomas J. Watson Forschungszentrum 101, 121, 130
 Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie 99
 Tieftemperaturbereich 4
 Titanic 140
 Transistor 4, 53, 55
 Translationssymmetrie 15
 Transmissionskanäle 121, 123
 transversale Phononen 28
 Trennröhrverfahren 43
 Trikristall-Experiment 102, 103
 Tunneleffekt 86, 87
 Tunnelexperiment 86, 87
 Tunnelkontakt 86–88
 magnetischer 113
 Tunnelprozess 117
 quantenmechanischer 113

 Übergitter 115, 117–120
 Ukrainisches Physikalisch-Technisches Institut 73
 Umklapp-Prozess 29
 Undulatoren 22
 Unschärferelation 30
 UnUnterscheidbarkeit 26, 37, 107, 120

 Valenzband 46–52, 57
 Verbindungshalbleiter 48
 verbotene Energielücken 32
 Verflüssigung 5
 Verformung 137, 138
 plastische 139
 Versetzung 137–139
 Versetzungslinie 137, 138
 Verstellelemente, piezoelektrische 123
 Vielkörperproblem 85
 Vielkerndrähte 91

 Vielteilchen-Wellenfunktion 71
 Volumenausdehnung 132
 von-Klitzing-Konstante 69

 Wärme, spezifische 26, 37–39, 42, 109, 110, 133
 Wärmeausdehnung 132
 Wärmebewegung 24
 Wärmeleitfähigkeit 29, 30, 37, 41, 109, 110
 Wärmepuls 30
 Wachstum, selbstorganisiertes 128
 Wafer 58
 Wandenergie 82, 83, 109
 Wannier-Stark-Leiter 119
 Weglänge, freie 37
 Weiss'sche Bezirke 108
 Weiss'sches Feld 107
 Wellenfunktion 33, 34, 71, 81, 83, 84, 86, 89, 98, 99, 101–103, 107, 117, 119, 127, 128
 makroskopische 84, 85
 Wellenlänge 8, 9, 17–20, 27, 39, 121, 128, 129
 Wellenvektor 27, 32, 33, 39, 66, 97
 Wellenzahl 27, 39, 117, 118
 Werkstoffprüfung, zerstörungsfreie 139
 Widerstand
 elektrischer 40, 41, 46, 64, 65, 68, 71, 72, 76, 77, 79–81, 87, 89, 94, 97, 112, 117, 121, 126, 129, 130
 negativer differentieller 119
 Wiedemann-Franz-Gesetz 37
 Wiggler 22
 Wigner-Kristall 70
 Wigner-Seitz-Zelle 3
 Wirbellinien 83
 Wirbelstromheizung 6
 Wirbelstromverfahren 140
 Wismut 67
 Wismut-Tellurid 61
 Woodstock der Physik 94

 zerstörungsfreie Werkstoffprüfung 139
 Zonenschmelzen 6
 zweidimensionaler Kristall 68

- zweidimensionales Elektronengas 70, 71,
113, 114, 117, 122
- Zwischengitter-Atom 134
- Zwischenschicht-Kopplung, antiferromagne-
tische 112
- Zwischenzustand 82
- Zyklotron-Energie 66–68
- Zyklotron-Frequenz 66



Prof. Rudolf Huebener

(em.) promovierte 1958 in Marburg im Fach Physik. Nach Forschungsaufenthalten in Karlsruhe und New York arbeitete er 12 Jahre – davon zwei als Senior Scientist – am Argonne National Laboratory in den USA auf dem Gebiet der Materialwissenschaften. 1974 erfolgte die Berufung auf den Lehrstuhl für Experimentalphysik an der Universität Tübingen. Für seine wissenschaftlichen Leistungen wurde ihm 1992 der Max-Planck-Forschungs-Preis verliehen.

Wie funktioniert ein Supraleiter? Warum können Forscher in das Innerste der Materie blicken, ohne sie zu zerstören? Die Entwicklungen der letzten 50 Jahre auf dem Gebiet der Physik der festen Stoffe und der Materialwissenschaften werden kurzweilig und auch für den naturwissenschaftlich interessierten Laien gut verständlich dargestellt. Die faszinierende Welt der Kristalle wird anhand der Beiträge vieler bedeutender Entdecker und Nobelpreisträger spannend und unterhaltsam illustriert. Der Autor stellt die Pionierleistungen der Forscher aus Gebieten der Physik, Chemie und Materialwissenschaften vor und vermittelt dem Leser eine kurzweilige, anschauliche und spannende Entdeckungsreise durch die Festkörperphysik.

»Es ist zu wünschen, dass dieses Buch bei möglichst vielen Lesern neues Interesse an der Physik weckt und auch dazu beiträgt, ein wichtiges Gebiet nicht nur kommenden Generationen von Forschern, sondern auch einer breiteren Öffentlichkeit zugänglich zu machen.«

Auszug aus dem Geleitwort von Klaus v. Klitzing, der 1985 den Physiknobelpreis für die Entdeckung des quantisierten Hall-Effekts erhielt. Zur Zeit Direktor des Max-Planck-Instituts für Festkörperforschung in Stuttgart.

Aus dem Inhalt:

1. Rasante Entwicklung
2. Gitterstrukturen in Kristallen
3. Bewegung im Kristallgitter
4. Elektrischer Leiter oder Isolator?
5. Metalle gehorchen der Quantenstatistik
6. Weniger ist Mehr: Halbleiter
7. Kreisende Elektronen in Magnetfeldern
8. Der Rekord: Supraleiter
9. Die Überraschung: Hochtemperatur-Supraleitung
10. Künstliche Atome und Nanostrukturen
11. Magnetismus: Geordnete Elementarmagnete
12. Fehler im Kristallgitter: Nützlich oder schädlich?

ISBN 3-527-40431-7



9 783527

www.wiley-vch.de