

Quantisierung des Leitwerts in eindimensionalen Goldkontakten

Ein einfacher und neuartiger Schulversuch zum Thema Quantenmechanik

Rudolf Gann und Friedrich Schäffler

In einem sehr einfachen Versuchsaufbau wird eindimensionale Leitfähigkeitsquantisierung bei Zimmertemperatur beobachtet. Obwohl die mikroskopische Geometrie bei jedem Versuchsdurchgang anders aussieht, werden die vorhergesagten Quantisierungswerte sehr genau gemessen. Ähnliche Ergebnisse waren bisher nur mit aufwendigen Halbleiternanostrukturen bei tiefen Temperaturen möglich. Mit diesem Versuch ist es nun gelungen, quantenphysikalische Effekte in relativ einfacher Weise zu messen. Dadurch wird die Quantenmechanik auch für Schüler greifbarer und bleibt nicht nur abstrakte Theorie.

Bisher konnte man im Rahmen des Schulunterrichts nur wenige – und zudem zumeist indirekte – Versuche zum Thema Quantenmechanik vorführen. Das liegt vor allem daran, daß sich quantenmechanische Effekte in der Regel nur bei kleinsten Strukturabmessungen und bei tiefen Temperaturen zeigen, was aufwendige Meßobjekte und -apparaturen erforderlich macht. Vor kurzem wurde nun von Costa-Krämer an der Universität Autonoma de Madrid ein neuartiges Experiment durchgeführt, das mit minimalem technischen Aufwand den Nachweis der elementaren Leitfähigkeits-Quantisierung gestattet.[1]

Der Meßvorgang selbst kann bei Raumtemperatur und Normaldruck erfolgen und ist auch sonst in jeder Hinsicht denkbar einfach. Ganz wesentlich erscheint uns aber eine gute didaktische Einbindung in den weiteren Kontext der Quantenmechanik zu sein, um Schüler zur grundlegenden Denkweise dieses modernen Zweiges der Naturwissenschaften hinzuführen und die vorhergesagten Ergebnisse gleich noch experimentell zu bestätigen.

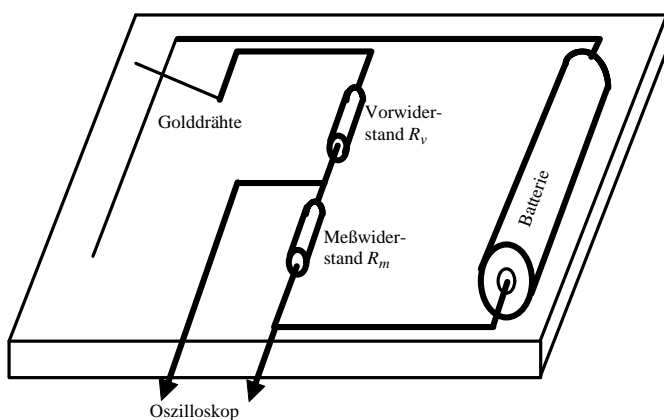


Abb. 1: Schematischer Versuchsaufbau zur Leitwert-Quantisierung. (Die Dimensionierung der Schaltung ist im Anhang beschrieben.)

a.o.Univ. Prof. Dr. Friedrich Schäffler, Rudolf Gann (Diplomand für Lehramt Physik), Institut für Halbleiterphysik, Johannes Kepler Universität Linz, Altenbergerstraße 69, 4040 Linz

Beides, die Erarbeitung eines einfach zu realisierenden Versuchsaufbaus und die Aufbereitung des theoretischen Hintergrundes erfolgte im Rahmen einer Diplomarbeit für das Lehramt Physik an der Johannes Kepler Universität Linz im Sommersemester 1996 und soll im folgenden als eine Art Kurzanleitung für den Schulversuch zusammengefaßt werden. Weitere Unterlagen zu diesem Experiment sind über die Servicestelle SUMIt der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft erhältlich.

Versuchsablauf

Für den in Abb.1 skizzierten und im Anhang dimensionierten Versuchsaufbau benötigt man lediglich eine 1,5V-Batterie, zwei in Serie geschaltete Widerstände und zwei dünne Golddrähte, die so übereinander gelegt werden, daß sie sich an einem Punkt berühren und damit den Stromkreis schließen. Die Messung selbst erfordert ein Speicheroszilloskop, mit dem der zeitliche Verlauf des Stromes während eines Trennvorganges der Golddrahtverbindung aufgezeichnet wird.

Auf den ersten Blick ergibt sich beim Unterbrechen des Stromkreises jedes Mal ein individuell anderer Zeitverlauf der Stromabnahme von seinem ursprünglichen, durch die Serienschaltung festgelegten Wert, auf den Wert null nach der vollständigen Trennung der Drähte. Betrachtet man allerdings die letzte Phase vor dem vollständigen Öffnen des Kontaktes mit hinreichend hoher Zeitaufösung, so stellt man fest, daß der Strom nicht kontinuierlich sondern in diskreten, äquidistanten Stufen abnimmt. Da man üblicherweise den Spannungsabfall über einen Meßwiderstand erfaßt, der nur indirekt proportional zum Strom im Meßkreis ist, erhält man zunächst eine nichtlineare Stufung der Spannungssprünge, wie sie in Abb. 2 gezeigt ist. Rechnet man die Spannungswerte aber in

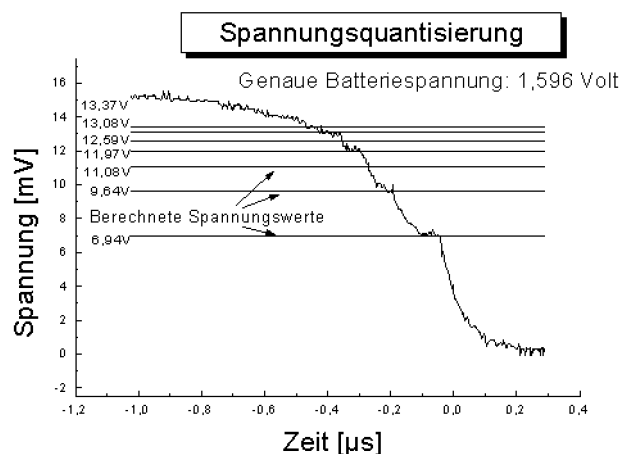


Abb. 2: Zeitlicher Verlauf des Spannungsabfalls am Meßwiderstand während des Trennes der Golddrähte. Die erwarteten Spannungswerte für Leitfähigkeitsquantisierung im Goldkontakt sind als Linien eingetragen. Dauer des Vorgangs hier ca. 1,3ms.

den stromproportionalen Leitwert um, so sieht man tatsächlich in guter Näherung äquidistante Leitwertstufen mit einem elementaren, nur durch Naturkonstanten gegebenen Stufenabstand von $77,4809 \mu\text{S}$ (Mikro-Siemens)(Abb.3).

Eine solche Leitwert-Quantisierung wurde bereits vor längerem theoretisch vorhergesagt, allerdings für eindimensionale Quanten-Drähte, die bislang nur an aufwendig strukturierten Halbleiterproben realisierbar waren und Messungen bei kryogenen Temperaturen erforderlich machten.

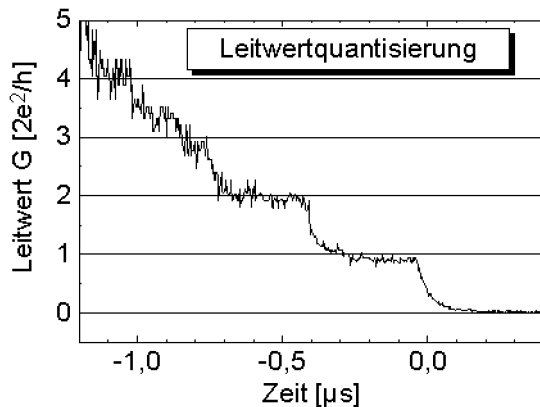


Abb. 3: Umrechnung der Spannungswerte in den Leitwert des Goldkontaktes. Die äquidistanten Sprünge in Einheiten von $2e^2/h$ sind hier gut zu sehen. Bei den höheren Stufen wird der Rauschspannungsanteil immer größer und die Niveaus sind somit nicht mehr gut erkennbar.

Physikalischer Hintergrund dieses Effekts

Wieso kann nun bei der Trennung von Golddrähten mit einer Dicke von typisch $0,1 \mu\text{m}$ ein Quanteneffekt beobachten, für den die kritischen Dimensionen in zwei der drei Raumrichtungen kleiner als etwa 100Å sein müssen? Um dies verstehen zu können, betrachtet man den Trennvorgang der beiden Goldoberflächen zweckmäßigerweise auf einer mikroskopischen Ebene. Dazu zeigt Abb. 4 die Oberflächenbeschaffenheit eines Goldfilmes, wie sie sich im Rastertunnelmikroskop darstellt. Man erkennt, daß die Oberfläche keinesfalls atomar glatt ist, sondern eher wie eine mikroskopische Gebirgslandschaft aussieht. Berühren sich nun zwei derartige Goldoberflächen, so kommen nur einige wenige der "Gipfel" miteinander in Kontakt, ein Vorgang, der auch bei der Reibung zwischen zwei starren Körpern von elementarer Bedeutung ist. Da Gold kein natürliches Oxid bildet, kommt es an den Kontaktstellen zur Ausbildung metallisch leitfähiger Atombindungen, die man sich als punktuelle Kaltverschweißung vorstellen kann.

Bei der mechanischen Trennung einer solchen Kontaktstelle spielt die Duktilität des Goldes, d.h. seine Eigenschaft schon bei geringen Zugspannungen plastisch zu fließen, eine wesentliche Rolle: Die Kontaktstellen reißen nicht einfach wieder ab, wie das bei einem harten Material zu erwarten wäre, sondern bilden fadenförmige Verlängerungen aus, mit denen die Drähte zumindest in der Anfangsphase des Trennvorganges verbunden bleiben. Anschaulich wurde für diesen Vorgang das Bild einer warmen Pizza bemüht, bei der sich der Käse beim Herauslösen einer Portion ganz ähnlich verhält.[2] Bleibt man bei dieser Analogie, so kann man leicht nachvollziehen, was weiter passiert (Abb. 5): Mit zunehmendem Abstand werden die Fäden immer dünner und reißen schließlich – einer

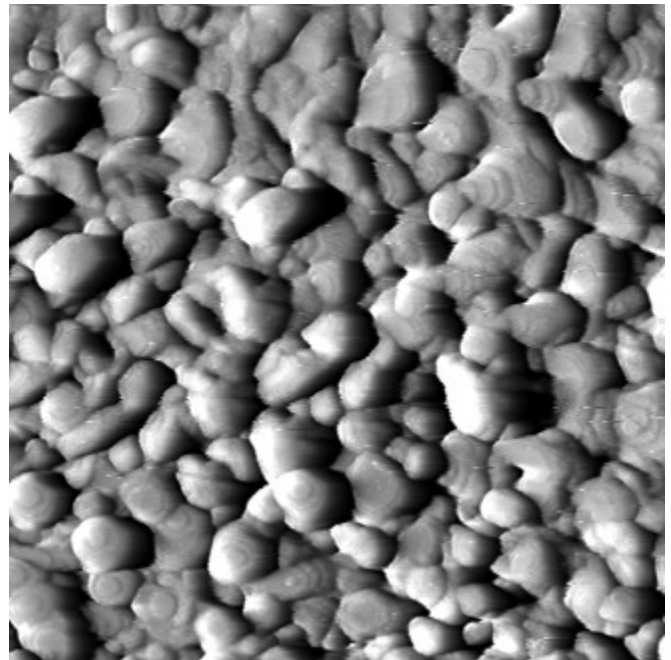


Abb. 4: Aufnahme einer Goldoberfläche mit einem Rastertunnelmikroskop (STM). Die Länge des Bildes beträgt 5000Å . Die Höheninformation ist durch Grauwerte dargestellt, mit dunklen Tälern und hellen Höhen.

nach dem anderen – ab, so daß es letztlich zu einer vollständigen Trennung kommt.

Da im Experiment Leitwert-Quantisierung beobachtet wird, muß man annehmen, daß die "Fäden" kurz vor dem Abreißen eindimensional im noch näher zu spezifizierenden quantenmechanischen Sinn sind, also nur noch eine Dicke von $20 - 100 \text{Å}$ aufweisen. Dies erscheint durchaus realistisch, weiß man doch seit langem, daß Gold sich zu nur wenige Atomlagen dicken Folien hämmern läßt. Es wird aber auch klar, daß die meisten anderen Metalle für den Versuch ungeeignet sind, da sie entweder zu hart sind oder eine isolierende Oxidschicht ausbilden, die eine punktförmige leitende Verbindung erst gar nicht entstehen läßt.

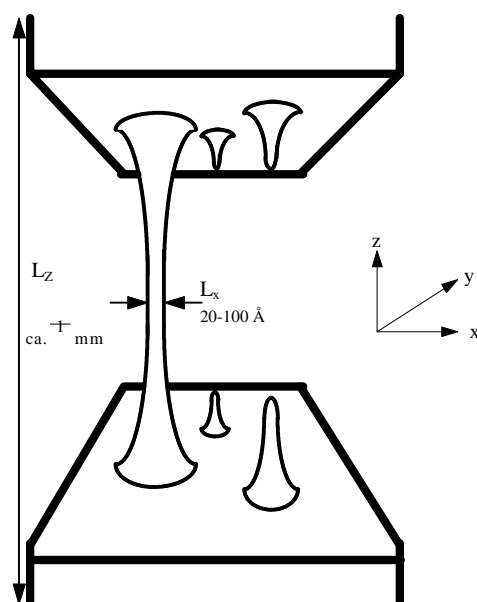


Abb. 5: Modellvorstellung für den Trennvorgang zweier punktuell "verschweißter" Goldoberflächen

Während die mikroskopische Vorstellung vom Trennvorgang zweier Goldflächen zumindest qualitativ mit dem Modell der Käsefäden beschrieben werden kann, so muß man sich zur Deutung der Leitfähigkeitsquantisierung etwas tiefer mit den elementaren Grundsätzen der Quantenmechanik auseinandersetzen. Dazu betrachtet man gemäß dem Welle-Teilchen-Dualismus die Elektronen, die durch einen der noch intakten, dünnen Goldfäden fließen als dreidimensionale Welle. Zweckmäßigerweise wählt man das Koordinatensystem so, daß die Längsrichtung des Fadens, und damit die Stromrichtung, parallel zur z -Achse liegt. Ist nun der Durchmesser des Fadens, den man näherungsweise als konstant ansehen kann, hinreichend klein, so kann man die Wellenfunktion in x - bzw. y -Richtung als "Teilchen im Kastenpotential" betrachten. Beschränkt man sich vereinfachend nur auf die x -Richtung, so kann man den ortsabhängigen Teil der Wellenfunktion als Sinusfunktion mit der Amplitude A und dem Wellenvektor in x -Richtung k_x darstellen:

$$\psi(x) = A \sin(k_x \cdot x). \quad (1)$$

Da das Quadrat der Wellenfunktion bekanntlich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons angibt und die Austrittsarbeit an der Goldoberfläche verhindert, daß die Elektronen das Gold verlassen können, kann man als Randbedingung sofort folgern, daß die Wellenfunktion an der Oberfläche verschwinden muß. (Erst bei sehr hohen Temperaturen, wie etwa bei einer Glühkathode, können einige der Elektronen die Potentialbarriere an der Oberfläche überwinden und aus dem Metall austreten). In Querrichtung verhält sich das Elektron demnach wie eine beidseitig eingespannte Saite. Legt man den Ursprung der x -Achse an eine der beiden Oberflächen in x -Richtung, so erhält man die Randbedingungen

$$\psi(0) = \psi(L_x) = 0, \quad (2)$$

wobei L_x der hier vereinfacht als konstant angesehene Fadedurchmesser ist.

Aus (1) und (2) ergibt sich eine unendliche Serie diskreter Lösungen für den Wellenvektor k_x der Form

$$k_{xn} = n \frac{\pi}{L_x}, \quad (3)$$

wobei die Quantenzahl n alle positiven ganzen Zahlen durchläuft. Aufeinanderfolgende Wellenfunktionen erhalten demnach jeweils einen zusätzlichen Wellenbauch:

$$\psi_n = A \sin\left(\frac{n\pi}{L_x} \cdot x\right). \quad (4)$$

Da der Impuls des Elektrons in x -Richtung gegeben ist:

$$p_{xn} = \hbar k_{xn}, \quad (5)$$

und die (kinetische) Energie quadratisch vom Impuls abhängt, erhält man sofort die erlaubten Energiewerte [3]

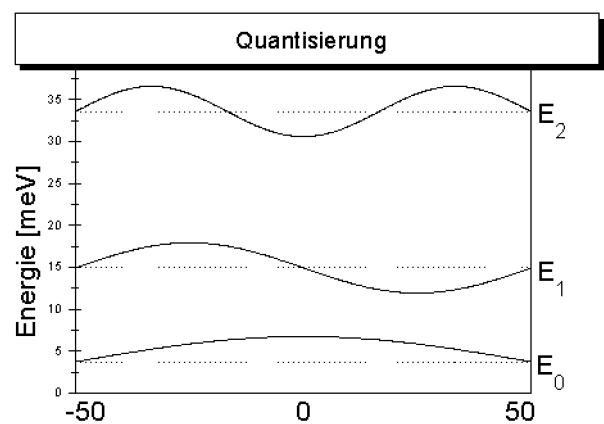
$$E_{xn} = \frac{p_n^2}{2m} = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL_x^2}. \quad (6)$$

Die Energieabstände wachsen daher mit n^2 an. Bei einem typischen Fadedurchmesser von $L_x = 100 \text{ \AA}$ erhält man für die untersten Energieeigenwerte: $E_1 = 3,73 \text{ meV}$, $E_2 = 14,92 \text{ meV}$, usw.. Dies sind durchaus beobachtbare Energieabstände.

Völlig analog kann man die Wellenfunktion entlang des Fadens berechnen, nur daß diesmal der Abstand der begrenzenden Potentialbarrieren sehr viel größer ist, da sich das Elektron

nicht nur in den Fäden, sondern auch in den beiden anschließenden Golddrähten aufhalten kann. Setzt man als Größenordnung einen typischen Drahtdurchmesser ein ($L_z = 100 \text{ \mu m}$), so findet man gemäß Gleichung (6) eine analoge Energiestufung, wobei die jeweils zu einer Ordnungszahl n gehörenden Eigenwerte E_{nz} aber um einen Faktor $(L_x/L_z)^2 = 10^8$ kleiner sind als die entsprechenden Werte der x -Quantisierung. Die Energieabstände werden damit so klein, daß sie nicht mehr beobachtbar sind, und man erhält den klassischen Grenzfall eines quasi-freien Elektrons mit einer parabolischen Energie-Impuls-Beziehung. Diese völlig unterschiedlichen Energieskalen sind in Abb. 6 noch einmal anschaulich zusammengefaßt.

Damit wird auch deutlich, was unter quantenmechanischer Eindimensionalität zu verstehen ist: Die Elektronen verhalten sich in einer Dimension (z -Richtung) wie klassische Teilchen und in den beiden anderen Richtungen (x, y) wie Teilchen im Kastenpotential mit diskreten Energieeigenwerten.



Ausdehnung des Fadens in Querrichtung [Angström]

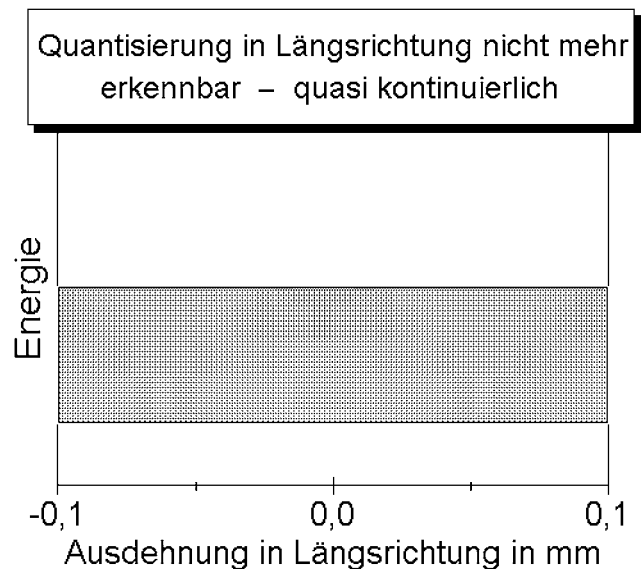


Abb. 6: Quantisierung eines Elektrons in den verschiedenen Richtungen des Fadens

Da nach dem Pauli-Verbot und unter Beachtung des Spins nur zwei Elektronen den gleichen Zustand besetzen können, erhält man in unserem eindimensionalen System eine interessante Verteilung der Elektronen auf die verschiedenen erlaubten Energiezustände: Zu jedem diskreten Wellenvektor k_{xy} (die gleichwertigen x - und y -Richtung sollen im folgenden zusam-

men betrachtet werden[3]) gibt es eine sehr große, quasi-kontinuierliche Zahl von Wellenvektoren k_z . Da in z -Richtung die Energie parabolisch von k_z^2 abhängt, erhält man für die Gesamtenergie eines Elektrons als Funktion von k_z zu jedem Wert k_{xy} eine Parabel, deren Scheitel ($E_z = 0$) gerade dem Energieeigenwert von k_{xy} entspricht. Wir bekommen damit eine Folge von sogenannten Subbändern, die in Abb. 6 mit den oben erhaltenen, vereinfachten Energiewerten E_x gezeigt ist.

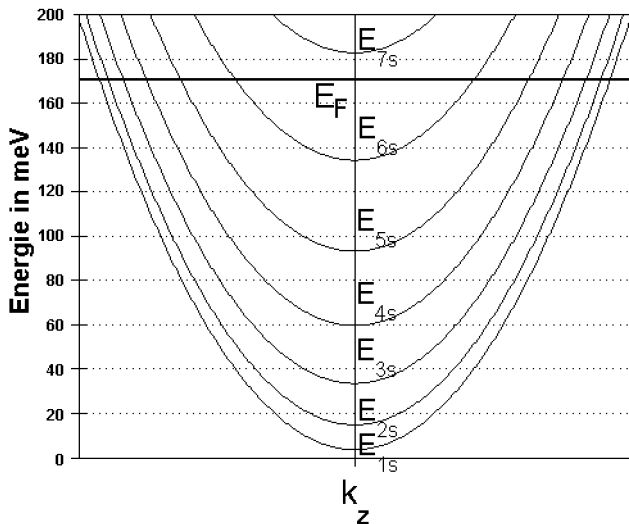


Abb. 7: Subbänder in einem eindimensionalen Modell mit einer Richtung in der die Elektronen frei beweglich sind

Mit der in Abb. 7 gezeigten Energie-Impuls-Beziehung und unter Berücksichtigung der sehr kleinen, aber endlichen Abstände der erlaubten k_z -Werte läßt sich relativ einfach eine wichtige Größe in Festkörpern, die sogenannte Zustandsdichte $\rho(E)$ angeben, die die Zahl der erlaubten Zustände pro Energieintervall dE und normiert auf die Länge L_z der freien Bewegungsrichtung angibt. Ohne Herleitung erhält man für das vorliegende eindimensionale System für jedes einzelne Subband:

$$\rho(E) = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}}. \quad (7)$$

Die Zustandsdichte pro Subband nimmt demnach mit zunehmender Energie ab. Die Zustandsdichte erlaubt die Berechnung der maximalen Energie, bis zu der das Termschema in Abb. 7 aufgefüllt ist, wenn jedes Goldatom sein Valenzelektron beiträgt. Diese Maximalenergie wird Fermi-Energie genannt und stellt am absoluten Nullpunkt eine scharfe Besetzungsgrenze dar. Bei endlichen Temperaturen ist die Fermi-Kante entsprechend der Fermi-Dirac-Statistik thermisch verschmiert.

Legt man nun eine kleine Spannung ΔV zwischen den beiden, durch einen eindimensionalen Faden verbundenen Golddrähten an, so fließt ein Strom ΔI der sich schreiben läßt als

$$\Delta I = \Delta n \cdot e \cdot v, \quad (8)$$

wobei Δn die Zahl der beteiligten Elektronen, e die Elementarladung und v die Geschwindigkeit der Elektronen ist. Δn ist die Zahl der Elektronen, die durch die angelegte Spannung ΔV über die Fermikante angehoben wird, da nur diese Ladungsträger zum Stromfluß beitragen können. Mit der Zustandsdichte aus (7) läßt sich Δn sofort berechnen zu

$$\Delta n = \rho(E) \cdot \Delta E = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} \cdot e\Delta V. \quad (9)$$

Dabei wurde $\Delta E = e\Delta V$ durch die angelegte Spannung ΔV ausgedrückt. Bestimmt man nun noch v aus der bekannten Energie-Impuls-Beziehung: $E = \frac{1}{2}mv^2$

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}}, \quad (10)$$

so sind alle Größen bekannt, um den Strom gemäß Gleichung (8) zu bestimmen:

$$\Delta I = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} \cdot e\Delta V \cdot e \sqrt{\frac{2E}{m}} = \frac{2e^2}{\hbar} \Delta V. \quad (11)$$

Mit der Definition für den Leitwert: $G := \Delta I/\Delta V$ erhält man damit das Ergebnis für die Leitfähigkeit in einer Dimension:

$$G = \frac{2e^2}{\hbar} \approx \frac{1}{12,9} \left[\frac{1}{\text{k}\Omega} \right]. \quad (12)$$

Gleichung (12) gilt für jedes beteiligte Subband in einem eindimensionalen Leiter und besagt, daß der Leitwert einen universellen konstanten Wert annimmt, der nicht von den Materialeigenschaften des Leiters abhängt.

Dies ist eine ganz besondere Eigenschaft von eindimensionalen Systemen, da sich nur in diesem Fall die Energieabhängigkeit der Zustandsdichte gegen die der Geschwindigkeit herauskürzt. In zweidimensionalen Systemen, wie sie beispielsweise in Feldeffekttransistoren auftreten, ist dagegen $\rho(E)$ unabhängig von E , während in den üblichen drei Dimensionen eines Volumenfestkörpers $\rho(E)$ proportional zu \sqrt{E} zunimmt. In beiden Fällen hängt der Leitwert nach (11) von der Energie und der Masse der Ladungsträger ab.

Grundsätzlich kann man also den Beitrag eines Subbandes in einem eindimensionalen Leiter zum Leitwert verstehen. Damit erklärt sich aber auch die stufenförmige Abnahme des Leitwertes beim Auseinanderziehen der Golddrähte: Zum einen nimmt die Zahl der Fäden ab, während sich gleichzeitig der Durchmesser L_x der verbleibenden Fäden immer weiter verringert. Mit kleiner werdendem Durchmesser nehmen aber gemäß (6) die Energieabstände zwischen den Subbändern immer weiter zu, so daß schließlich immer weniger Subbänder zum Strom beitragen.

Im Experiment wird genau dieser Effekt direkt gemessen. Es wird eine sprunghafte Änderung der Leitfähigkeit beobachtet, die auf die oben hergeleiteten Zusammenhänge zurückgeführt werden kann. Bis auf kleine Abweichungen, trifft die gemachte Vorhersage sehr gut ein. Die konstanten Sprünge in der Leitfähigkeit von $\Delta G = 2e^2/\hbar \approx 1/12,9 (\text{k}\Omega)^{-1}$ wurden sehr genau beobachtet und gemessen. Die Entdeckung dieser bzw. einer sehr ähnlichen Konstante, der von Klitzing-Konstante[4] $\hbar/e^2 \approx 25812,80587 \Omega$ war sehr wesentlich in der Festkörperphysik. Diese Konstante wurde von Klaus von Klitzing im Zusammenhang mit dem Quanten-Hall-Effekt gefunden. Sie liefert eine exakte Beziehung zwischen der Stromstärke I und der Hall-Spannung in einem Halbleiter mit zweidimensionalen Elektronengas:

$$R_H = \frac{U_H}{I_H} = \frac{\hbar}{\nu e^2}, \quad \nu = 1, 2, 3, \dots \text{ Besetzungszahl}$$

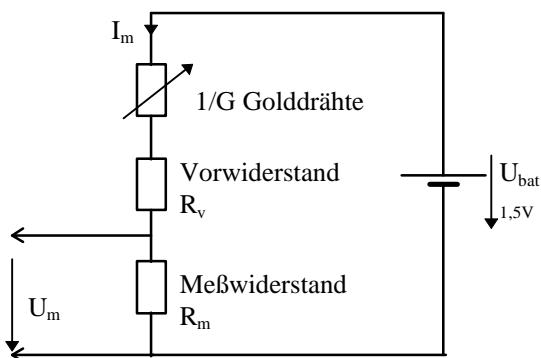
(der Hallwiderstand ist quantisiert). Diese Entdeckung führte zu neuen Meßverfahren mit bis dahin nicht erreichbarer Meßgenauigkeit [5]. Man kann dadurch die Stromstärke neu und vor allem viel genauer definieren, da der Effekt unabhängig vom Material, Druck und vom Standort ist. Die Spannung

kann sehr genau gemessen werden. Damit ist der Strom festgelegt und eichbar.

Anhang: Dimensionierung des Meßaufbaus

Nun zu den Anforderungen an das Meßgerät. Man benötigt zur Aufnahme der Stromwerte ein Speicheroszilloskop mit einer Abtastrate von mindestens 20 MHz. Solche Oszilloskope sind derzeit im Handel als Steckkarten für PCs sehr günstig erhältlich. Um die äquidistanten Sprünge zu sehen, können die Strommeßwerte im PC in Leitwerte umgerechnet werden.

Dimensionierung der Bauteile:



Die Bauteilwerte betragen:

$$R_v = 10 \text{ k}\Omega$$

$$R_m = 100 \text{ }\Omega$$

$$U_{\text{Bat}} = 1,5 \text{ V}$$

Golddraht mit einem Durchmesser von 75 μm .

Diese Werte wurden in den Versuchen empirisch als optimal gefunden. Die Batterie hält bei diesen Stromwerten ($I_{\text{mmax}} \cong 150 \text{ }\mu\text{A}$) die Spannung sehr gut konstant.

Die ganze Schaltung wurde auf einer Lochrasterplatine montiert. Ein Golddraht ist auf die Platine gelötet und der andere auf einen kleinen Kartonstreifen gespannt. Durch Drücken auf den Kartonstreifen wird der Stromkreis geschlossen. Wenn man dann den Streifen wieder langsam losläßt, wird der Kontakt unterbrochen.

Anmerkungen und Literatur

- [1] s. Bericht von Erhard K. Schweizer in Phys. Bl. 52 (1996) Nr. 1, 13
- [2] The Economist, 28. Okt. 1995, 104: *Electronic pizza*
- [3] Genau genommen müßte man die x- und y-Richtungen zusammen betrachten; statt einer schwingenden Saite erhält man dann eine schwingende Membran. Der Abstand der Energiewerte ändert sich dadurch, jedoch bleibt die grundsätzliche Überlegung mit nur einer Dimension, wie sie hier vereinfacht durchgeführt wurde, erhalten.
- [4] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980)
- [5] PTB Mitteilungen 93, 293 (1983)

Fortbildungswoche

23. – 27. 2. 1998

Vorschläge und Angebote zur Programmgestaltung der nächsten Fortbildungswoche sind herzlich willkommen. Sie mögen baldmöglichst dem Obmann des Vereins mitgeteilt werden. Bitte auch mitzuteilen, ob das Angebot – falls es im Programm 1998 nicht berücksichtigt werden kann – für 1999 aufrecht erhalten wird.

Angebote und Vorschläge, auch Nennung interessanter Vortragender und Wunschthemen, werden zu allen Teilen des Programms erbeten: Vorträge, Arbeitsgruppen, Exkursionen, Diskussionen.

Tagungen im Ausland

DPG-Didaktik der Physik

Die Fachtagung 1998 findet an der Universität Regensburg von 23. - 26.3.1998 statt.

Vortragsanmeldungen bis 15.11.1997 an den Vorsitzenden, Prof. Dr. H. Schlichting

GIREP-Tagung 1998

Hands-On Experiments in Physics Education

Die in zweijährigem Rhythmus stattfindende Tagung der Groupe International des Rechercheurs d' Enseignement de Physique (GIREP), einer Vereinigung von Physikdidaktikern aus aller Welt, hat 1998 Freihandexperimente, Spielzeug und öffentliche Darstellung von Physik in Wissenschaftsmuseen zum Thema. Insbesondere soll gezeigt werden, wie diese Experimente zum Lernprozeß beitragen. Die Tagung findet an der Mercator-Universität Duisburg statt, an der Physikdidaktik einen hohen Stellenwert hat.

Datum: 23.-28. August 1998.

Anmeldung von Beiträgen bis 13. März 1998.

Anmeldung zur Teilnahme bis 15. Mai 1998.

Organisation:

Prof. Dr. G. Born, Prof. Dr. H. Harreis, Prof. Dr. N. Treitz, FB10, Universität Duisburg, D-47048 Duisburg

Prof. Dr. H.-J. Schlichting, FB7/Uni Essen, D-45117 Essen

Dr. Christian Ucke, TU München, Dept. E20, D-85747 Garching

Erratum

Im Artikel "Behandlung des Themas Ozon ..." (PLUS LUCIS 1/97) ist in den Tabellen auf S. 31 die Angabe des Ozongehalts in Mikrogramm/m³ zu korrigieren.