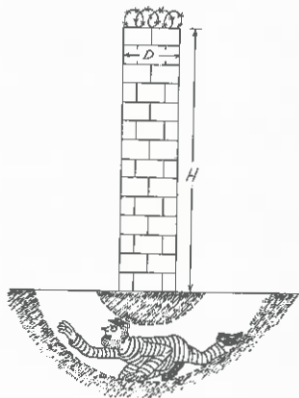


Kvantmekaniska tunnlar i fasta ämnen



OM TUNNLAR

Vinjettbilden till denna artikel illustrerar ett välkänt klassiskt tunnelförsök. Bilden utgjorde blickfånget på den affisch som annonserade »Advanced Study Institute on Tunneling Phenomena in Solids» vilken hölls vid Danska Atomenergikommissionens försöksstation på Risø utanför Roskilde under två veckor i juni 1967. Illustrationen lär av någon anledning ha väckt anstöt inom ett visst främmande land, vilket varken tecknaren, den amerikanske fysikern R. D. Mattuck vid Ørstedinstitutet i Köpenhamn, eller övriga i organisationskommittén hade förutsett. Avsikten med illustrationen var fullständigt opolitisk; den avsåg uteslutande att illustrera ett av de klassiska tunnelförsöken sådant det med varierande framgång har utförts under många århundraden.

Enligt kvantmekanikens lagar skulle det önskade resultatet i princip kunna uppnås på ett mycket mindre ansträngande sätt. Man går helt enkelt rätt genom muren och kommer igenom på den andra sidan utan en skråma och lämnar muren intakt bakom sig. Sannolikheten för att något sådant skall inträffa är dock utomordentligt liten. Väljer man en mur av svensk fängelsestandard modell A och en försöksperson av seniorförfattarens vikt (ca 100 kg) finner man att sannolikheten blir av storleksordningen $10^{-10^{26}}$ dvs. helt försumbar. För att komma till sannolikheter av rimligare storleksordningar får man helt lämna den makroskopiska världen och söka realisera fenomenet i mikrokosmos. Väljer vi t. ex. som försöksobjekt en elektron, en mur av tjockleken 10–100 Ångström (1 Ångström = 10^{-8} cm) och barriärhöjden någon elektronvolt blir den kvantmekaniska tunneleffekten en mycket vanlig process. I denna miljö finner man en hel rad intressanta tunnelfenomen.

Med tunneleffekt i dess enklaste form menar vi att en partikel kan tränga igenom ett enligt klassisk mekanik förbjudet område, t. ex. en potentialbarriär, och komma ut på den andra sidan av barriären. Detta fenomen är i själva verket en av de mest direkta konsekvenserna av kvantfysikens lagar. Enligt dessa råder en dualitet mellan partiklar och vågor, vilket matematiskt svarar mot att partiklarnas rörelse beskrivs av en vågekvation, vars lösning den s. k. *vågfunktionen* bestämmer sannolikheten för att påträffa par-



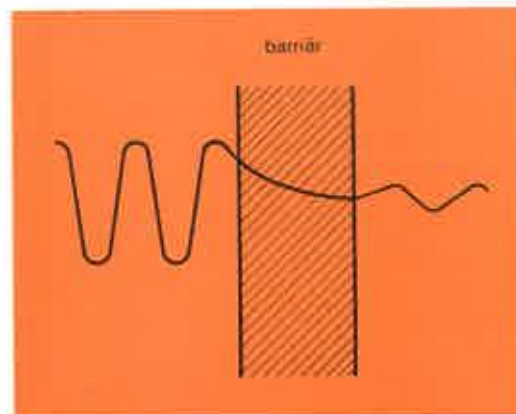
Fig. 1. Seniorförfattaren testar teoretiska resultat, som diskuteras i denna artikel. Juniorförfattaren mäter simultant inträngningsdjup. Praktiska försök visar att sannolikheten för att en person av seniorförfattarens dimensioner skall penetrera en mur utan att deformera denna är åtminstone mindre än 1 på 23. Experiment som strävar att sänka denna övre gräns fortgår vid CTH.

tikeln inom ett visst område. Hur denna vågkaraktär ger upphov till tunneleffekt visas schematiskt i fig. 2. Vi låter partiklar falla in från vänster mot en rektangulär potentialbarriär, som är så hög att klassiskt sett inga partiklar skulle kunna tränga in i det förbjudna området utan samtliga skulle reflekteras. Löser man nu våg-ekvationen finner man det resultat som illustreras i fig. 2. Den stora vågen till vänster representerar dels infallande partiklar, dels sådana som reflekterats mot barriärens yta. Inuti det förbjudna området har lösningen en annan karaktär, vågfunktionens amplitud avtar exponentiellt med avståndet från vänstra kanten och blir snabbt ointressant liten om barriären är för tjock. För en tillräckligt tunn barriär återstår dock en liten amplitud vid barriärens högra kant och vågen

som beskriver partikeln fortsätter med förminskad amplitud ut till höger. Förhållandet mellan amplituderna på ömse sidor om barriären ger ett mått på sannolikheten att partikeln skall tränga igenom.

Studiet av tunneleffekten går tillbaka till kvantmekanikens tidigaste år. Man föreställde sig tidigt att man kunde realisera tunneleffekten genom att sänka, tunna ut, eller deformera de naturliga barriärerna för elektroner genom att lägga på mycket starka elektriska fält. Det första teoretiska arbetet enligt sådana tankegångar publicerades 1928 av den sedermera berömde Oppenheimer. Han visade att man för starka elektriska fält kunde få en mätbar grad av jonisation av atomer och han förklarade därigenom hur direkt fält-emission uppkommer. Hur detta sker illustreras schematiskt i fig. 3. Samma år förklarade Fowler och Nordheim genom en liknande betraktelse hur

Fig. 2. En våg, som träffar en barriär, reflekteras huvudsakligen, men om barriären ej är alltför tjock kommer en viss del av vågen att penetrera den och fortsätta sin utbredning på andra sidan av det förbjudna området. Amplituden hos vågrörelsen avtar exponentiellt med barriärens tjocklek. Dualiteten mellan vågor och partiklar är välkänd. Kvadraten på vågamplituden i en viss punkt och vid en given tid ger sannolikheten för att finna partikeln där. På så sätt finner man sannolikheten för att partiklar skall penetrera barriären.



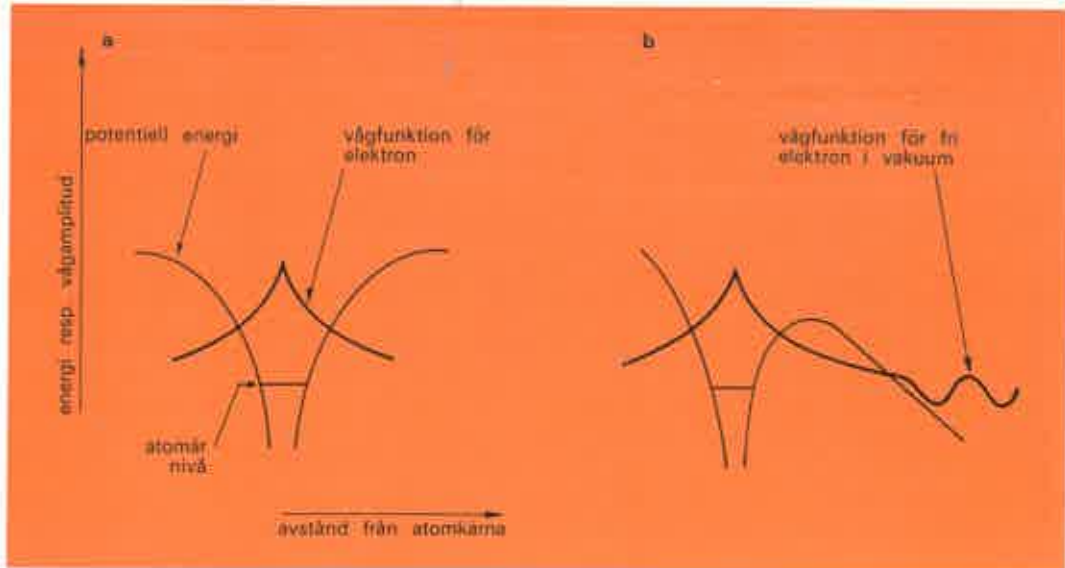


Fig. 3. (a) Atom i fältfritt rum. Figuren visar den potentiella energin visavi avstånd från atomkärnan för en elektron. Elektronens energi är kvantiserad och har det värde, som är utmärkt med »atomär nivå». Vågfunktionen för elektronen är också utritad. Vi ser att vågamplituden är störst, dvs. sannolikheten att finna elektronen är också störst, där potentiella energin är minimal. Sannolikheten att finna elektronen långt från atomkärnan är liten, den är bunden till atomen.

(b) Ett starkt elektriskt fält deformerar potentialbarriären kring atomen. Det blir möjligt för elektronen att »tunnla» genom det förbjudna området (dvs. där dess energi är lägre än den energi som erfordras för att en elektron verkligen skall kunna existera) och lämna atomen.

man genom tunneleffekt kan förstå fältemissionen från en kall metallyta. Förklaringen går i korthet ut på att ett starkt elektriskt fält sänker barriären vid metallens yta i så hög grad att elektronerna medelst tunneleffekt kan tränga igenom och komma ut i det fria. För övrigt publicerades detta år även de välkända arbetena av Gamow, Gurney och Condon, som med tunneleffekten förklarade α -sönderfallet hos tunga atomkärnor.

Efter dessa första insatser tycks studiet av tunneleffekten i fasta ämnen ha delats upp i två kate-

gorier: dels tunnelövergång genom skikt av typen ledare-isolator-ledare, där ett tunt isolatorskikt utgör en barriär för elektronerna, dels tunnelövergång av elektroner mellan olika energiband. I en kristall är inte alla energier tillåtna utan de är grupperade i tillåtna energiband som åtskiljs av energigap, svarande mot förbjudna energitillstånd, dvs. schematiskt som i fig. 4a. Läger vi nu på ett starkt elektriskt fält dvs. så att en elektron har ökat sin energi efter att ha färdats i fältets riktning, kommer hela energinivåstrukturen i lutning och vi kan få elektronen att genom tunnelövergång tränga igenom det förbjudna energiområdet och komma över till högre energiband såsom i fig. 4b. Detta fenomen kallas Zener-effekten efter den amerikanske fysikern Zener, vilken föreslog denna mekanism som en förklaring av dielektriskt genomslag vid höga fält. Zeners teori gjorde ingen större succé som teori för dielektrika, men för att förklara fenomenet i halvledare har mekanismen haft stor betydelse.

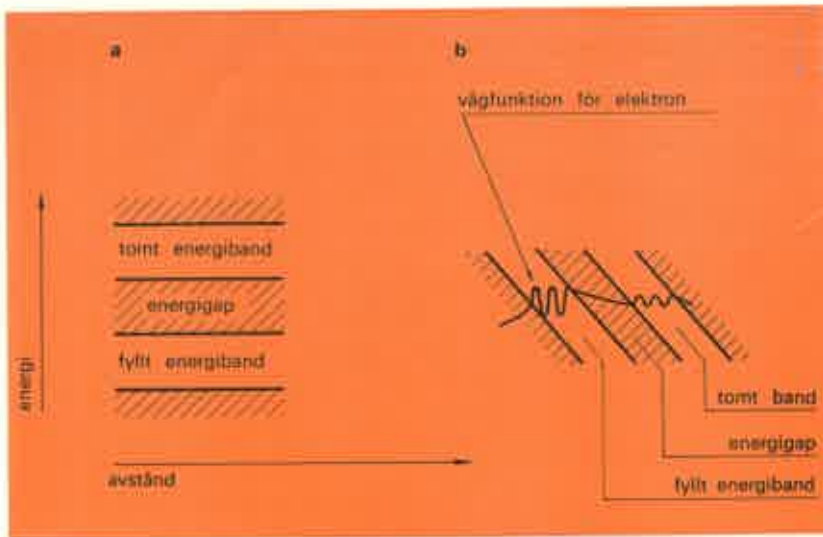


Fig. 4. (a) Energibandstrukturen i en kristall. Vissa energiområden är tillåtna för elektroner, medan andra (energigap) är förbjudna. Här visas ett exempel på en isolator (eller halvledare), dvs. där elektronerna helt fyller upp ett energiband, medan nästa band är tomt. Ett fullt band innebär att elektronerna i detta ej bidrar till bl. a. elektriska ledningsförmågan.

(b) Läger vi ett starkt elektriskt fält på vår kristall, kommer vi ju att också få en potentiell energi, som varierar lineärt i rummet från den negativa till den positiva sidan av kristallen. Betraktar vi nu vårt energi-visavilgelsesdiagram, ser vi att energibanden lutar på grund av den pålagda potentialen. Det blir möjligt för elektroner i det fyllda bandet att genom en tunneleffekt övergå till det övre, tomma bandet, där de är fria och bidrar till den elektriska ledningsförmågan (Zener-effekt).

Det fanns under det tidigare skedet en tendens att söka förklara allt möjligt med hjälp av tunneleffekten. Många läsare har väl något minne av de nyckfulla och besvärliga likriktare med skikt av metall-halvledare, t. ex. selen eller kopparoxidul, som tidigare fanns i alla fysiklaboratorier. Under början av trettioåret publicerade några mycket namnkunniga herrar ett arbete, där man tillämpade tunneleffekten för att härleda sambandet mellan ström och spänning i sådana dioder. Teorin accepterades under en lång följd av år intill dess någon uppmärksammade att den

örtlade likriktning i en riktning motsatt den observerade. Andra pinsamma erfarenheter av liknande slag bidrog till att dämpa entusiasmen för tunneleffekten på många håll.

TUNNLAR I HALVLEDARE

Intresset för studiet av tunnelfenomen tog verklig fart i och med några mycket vackra och skenbart enkla experiment, som utfördes av den japanske fysikern Esaki år 1958. Man hade tidigare intresserat sig för vissa fenomen i halvledare där tunneleffekten kunde tänkas spela en roll men resultaten hade varit svårtolkade och delvis kontroversiella. Esaki lyckades övervinna den teknologiska barriär, som hindrat sökandet efter en tunnelström, genom att framställa s. k. tunnelövergångar eller tunneldioder (kallas för övrigt ofta Esaki-dioder) med en barriärtjocklek om mindre än 150 Ångström, vilket var långt mindre än de övergångar man tidigare försökt använda. Genom denna tunna barriär kan elektronerna övergå från ledningsbandet till valensbandet, såsom framgår av fig. 5a. Sambandet mellan ström och spänning framgår av fig. 5b. Strömmarna genom en tunneldiod är mycket små, typiskt endast några milliampere och spänningsområdet är endast några tiondels volt. Icke desto mindre är tunneldioden utomordentligt användbar särskilt på grund av att den har ett område med en negativ dynamisk resistans (den del av fig. 5b där strömmen avtar med växande spänning).

Esakis upptäckter stimulerade utvecklingen av ett nytt fält där ett enormt antal experimentella studier av olika aspekter på halvledares dynamiska struktur har publicerats sedan 1959. Tunneldioden har stora potentiella möjligheter inom industrin. Tillverkningsproblemet har dock ännu så länge i viss mån hållit tillbaka användningen inom de stora konsumtionsområdena: hittills har

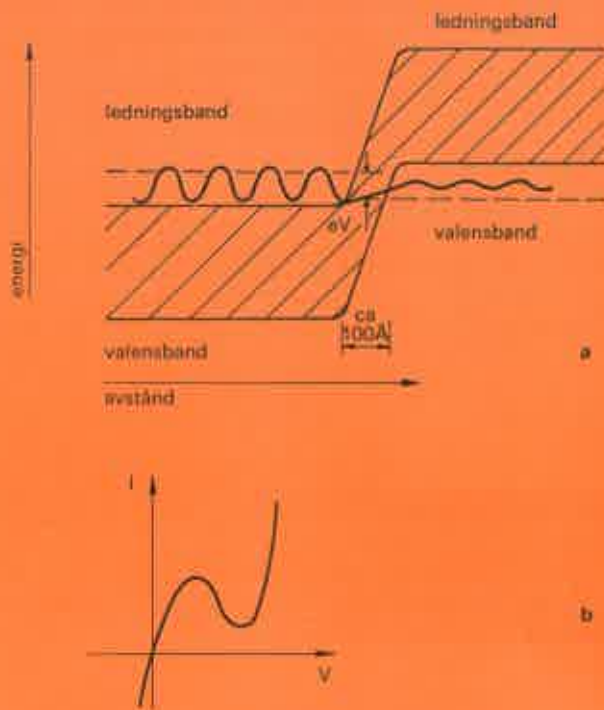


Fig. 5. (a) Bandstrukturen i en tunnelövergång (Esakidiod). Den vänstra delen av n - p -övergången har dopats med en så hög koncentration av donatorer (atomer som kan ge ifrån sig elektroner), att vi inte bara får ett fyllt valensband utan även en del elektroner i ledningsbandet upp till den streckade nivån (Fermininivån). Den högra delen har dopats annorlunda så att valensbandet ej är helt fyllt utan endast upp till streckade nivån. Utan yttre potential ställer övergången in sig så att de kemiska potentialerna, dvs. de streckade linjerna på båda sidor blir lika. I figuren har vi lagt på en spänning så att elektronerna i vänstra delen fått en energiökning eV . De kan nu genom tunneleffekt gå över till den högra sidan om det finns plats för dem. Del (b) av figuren visar sambandet mellan ström och spänning. Strömmen ökar först med den pålagda spänningen så länge elektronerna kan ges plats i valensbandet. Ökas spänningen ytterligare skulle elektronerna komma att hamna i bandgapet i den högra delen, där det inte finns några tillgängliga tillstånd för dem, varför strömmen måste minska då spänningen ökar. Vi har inom ett visst spänningsområde fått en negativ resistans, en egenskap som gör tunneldioden tekniskt användbar. När potentialsprånget ökas igen kommer den normala diodströmmen att dominera och strömmen ökar raskt.

den huvudsakligen utnyttjats inom mer exklusiva tillämpningsområden såsom inom mikrovågsteknik, vetenskapliga instrument, rymdteknik etc., där man har råd att betala för en dyrare komponent. Ca 2 miljoner tunneldioder per år tillverkas för närvarande.

Tunneleffekten kan också utnyttjas på ett flertal andra sätt för att framställa komponenter. Vi vill särskilt nämna ett minneselement, som just nu utvecklas vid flera amerikanska forskningslaboratorier, bl. a. vid RCA av professor T. Wallmark vid CTH och som bygger på laddningslagring — laddningar får tunnla genom barriären. Elementet kan möjligen ersätta de miljontals feritkärnor som nu finns i datamaskinminnen. Det beskrivs närmare i fig. 6.

TUNNLAR I SUPRALEDARE

Nästa stora framsteg inträffade inom supraledning. År 1957 hade Bardeen, Cooper och Schrieffer publicerat en teori, den s. k. BCS-teorin, som i allt väsentligt förklarade supraledningens natur. Bl. a. förutsade teorin existensen av ett energigap mellan det lägsta tillståndet hos supraledaren och alla exciterade tillstånd, och det var givetvis av stort intresse att experimentellt pröva teorin på denna punkt. Det avgörande experimentet gjordes av norsk-amerikanen Giaever år 1960. Han visade existensen av energigapet i bly genom ett tunnelexperiment, där elektronerna går från aluminium till supraledande bly genom ett utomordentligt tunt skikt (20–30 Ångström) av Al_2O_3 , vilket verkar som en tunnelbarriär. Fig. 7 visar hur experimentet fungerar och dess resultat. Denna metod att mäta energigap utnyttjades snabbt av många experimentatorer. Sedan Giaevers avgörande experiment har metoden förfinats, varigenom nya vägar öppnats.

Den ursprungliga BCS-teorin är en teori för

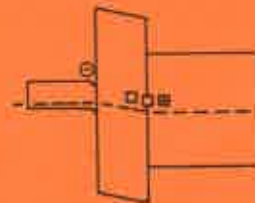
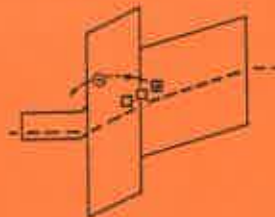
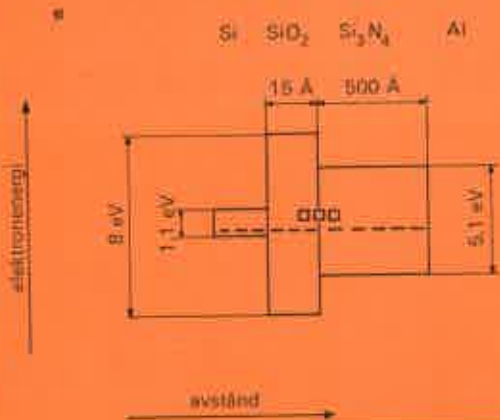
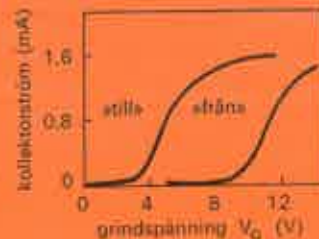
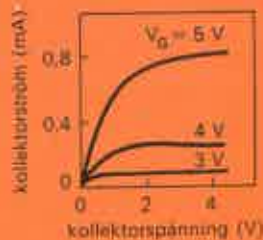


Fig. 6. Ett nytt minneselement som bör ha en god chans att slå ut ferritkärnor som minnen i datamaskiner enligt prof. T. Wallmark, CTH (också verksam vid RCA, där elementet utvecklats). Detta nya element kombinerar den laddningslagring, som uppstår genom en tunnelprocess, med förstärkareffekten hos en fälteffekttransistor. Man använder sig av en modifierad MOS-transistor (»Metal-Oxide-Semiconductor»). Delfigur (a) visar en sådan. Man anbringar elektroder på ett stycke p-typ kisel (dvs. dopad med störatomer som suger åt sig elektroner, s. k. acceptorer, så att man får kvar hål). (*E*=emitter, *K*=kolektor). Runt elektroder ser man till att man får ett litet område med överskott på elektroner (n-typ material). Därefter placeras stycket i en oxiderande atmosfär så att kiseloxid bildas på ytan. Ett lager av kiselnitrid läggs på och till sist förångas en styrelektrod (*G*). Det isolerade skiktet består alltså av två skilda lager — ett tunt oxidlager (ca 15 Å) och ett tjockare nitridlager (ca 500 Å).

Ström-spänningskaraktistiken med styrspeänningen som parameter visas i (b) för detta element. En positiv styrspeänning inducerar negativa laddningar i kiselbiten

(jämför kondensator). Det behövs en viss styrspeänning relativt grundplattan för att ge någon nämnvärd ström *E*–*K*. Vid ökning av styrspeänningen växer strömmen i kiselplattan. Vi gör nu om försöksserien efter att först ha lagt en negativ spänningspuls om ca 25 V på styrelektroden. Man får en förskjutning av kurvskalet. Det behövs inte längre en så stor förspänning på styrelektroden för att få en ström *E*–*K*, vilket illustreras i delfigur (c). Figuren visar att vi får samma kolektorström med en ca 6 volt lägre styrspeänning. Förhållandet framgår ännu tydligare i delfigur (d), som ger strömmen genom kiselbiten som funktion av styrspeänningen vid en spänning *E*–*K* om 4 volt. Två kurvor är utritade, dels den som erhöles i det första försöket (från-läget, dvs. utan negativ puls), dels den som erhöles efter en negativ lagringsspul (till-läget). En positiv puls ger tillbaka från-läget. Karakteristiken påminner om den magnetiska hystereskurvan hos ferritkärnor. Elementet kan användas som ett minne. Minnet kan läsas genom att man exempelvis lägger på en svag läspul och ser om man får fram någon ström mellan *E* och *K*.

En schematisk förklaring ges i figurerna (e)–(g). Först

svag koppling mellan elektroner och gittersvängningarnas kvanta (fononer). Teorin har sedermera modifierats för att beskriva starkt kopplade supraleutare, t. ex. bly. För dessa har det blivit möjligt att med tunnelexperiment studera kopplingen mellan elektroner och gittersvängningar. Fig. 8 ger en schematisk illustration. En exciterad elektron (med »sting» för att använda kvällstidningsterminologi) har passerat barriären och avger därvid ett ljudkvantum eller fonon varvid den själv övergår till en lugnare tillvaro. Analysen av den experimentella kurvan ström mot spänning (eller dess derivator) ger kvantitativ information om gittrets svängningsspektrum, vilket illustreras i fig. 9.

År 1962, med intresset för Giaevers upptäckter fortfarande på toppen, föreslogs en helt ny aspekt beträffande tunnelövergång mellan två supraleutare av en ung student i Cambridge, B. D. Josephson. Enligt Bardeen, Cooper och Schrieffer är det supraledande tillståndet uppbyggt av par av elektroner, som är mycket svagt bundna

visas bandstrukturen för kisel-kiseloxid-kiselnitrid-övergången. Kiseloxid och kiselnitrid har helt skilda kristallstrukturer och därför får man en dålig passning mellan dessa båda lager. En mängd dinglande lösa kovalenta bindningar i gränsskiktet blir resultatet av detta, och dessa ger upphov till en mängd s. k. fällor eller fälttillstånd. Dessa är utritade som små kvadrater i figurerna. Det visar sig att man kan få ungefär en fälla på varannan kiselatom i gränsskiktet. Dessa fällor kan joniseras, de kan avge elektroner, vilka kan tunnla genom oxidskiktet till kiselstycket, om en negativ spänning appliceras. Detta åskådliggörs i (f). Tas nu spänningen bort får vi kvar joniserade fällor; laddningstätheten av dessa ger upphov till ett fält och därmed den situation som visas i (g). De positiva laddningarna i gränssytan oxid-nitrid drar negativa elektroner till ytskiktet i kiselplattan. Det är denna laddningstäthet som redan för små spänningar $E-K$ ger en avsevärd kollektorström. Genom att låta elektroner tunnla genom en förbjuden barriär har man åstadkommit ett minne, som *minns laddning*. Försök visar att det inte har glömt sitt laddningsinnehåll efter 4 000 timmar. Det är också mycket snabbt. Innehållet kan bytas på snabbare tid än 15 nanosekunder.

till varandra. Dessa par är i sin tur i hög grad samordnade i sin rörelse.

Josephson visade att man förutom den vanliga tunneleffekten av elektroner också skulle kunna observera en superström genom tunnelövergången av bundna elektronpar. Denna superström skulle i allmänhet vara en högfrekvent ström (i mikrovågsområdet) med frekvensen proportionell mot spänningen över barriären. Man kan även driva en ström genom övergången utan något spänningsfall över barriären, dvs. utan drivande kraft. Dessa effekter kan beskrivas på ett enkelt sätt utgående från att tillståndet hos vardera supraleutaren representeras av en enda vågfunktion med en alldeles bestämd fas. Strömmen över barriären bestäms av fasskillnaden mellan de två supraleutarna som omger barriären. Är fasen på ömse sidor om barriären olika kommer ström att flyta från den ena sidan till den andra även om spänningen över barriären är noll. För att förstå vad som händer då vi lägger en spänning över barriären, erinrar vi om att vågfunktionen i ett stationärt tillstånd varierar i tiden som $\exp\{-iEt/\hbar\}$ där E är energin. Lägger vi en spänning V över barriären kommer därför fasskillnaden mellan de två supraleutarna att variera periodiskt med en frekvens $\omega = 2eV/\hbar$ där faktorn 2 kommer genom att vi betraktar par av elektroner snarare än enskilda elektroner.*

Josephsons förutsägelser har tillfullo verifierats och hans idéer har stimulerat en rad nya undersökningar som belyst det supraledande tillståndets natur. I dessa experiment uppträder kvantmekaniska interferensfenomen i makroskopisk skala, och effekterna har bland annat utnyttjats till att konstruera kvantmekaniska interferometrar med en fabulös upplösning. Det har blivit möjligt att utveckla instrument för mätning av t. ex. elektrisk spänning och magnetisk fältstyrka med en utomordentligt god noggrannhet. Prin-

* För en något mer utförlig diskussion hänvisar vi till vår artikel om kvanteffekter i supraflytande vätskor i denna volym av Kosmos.

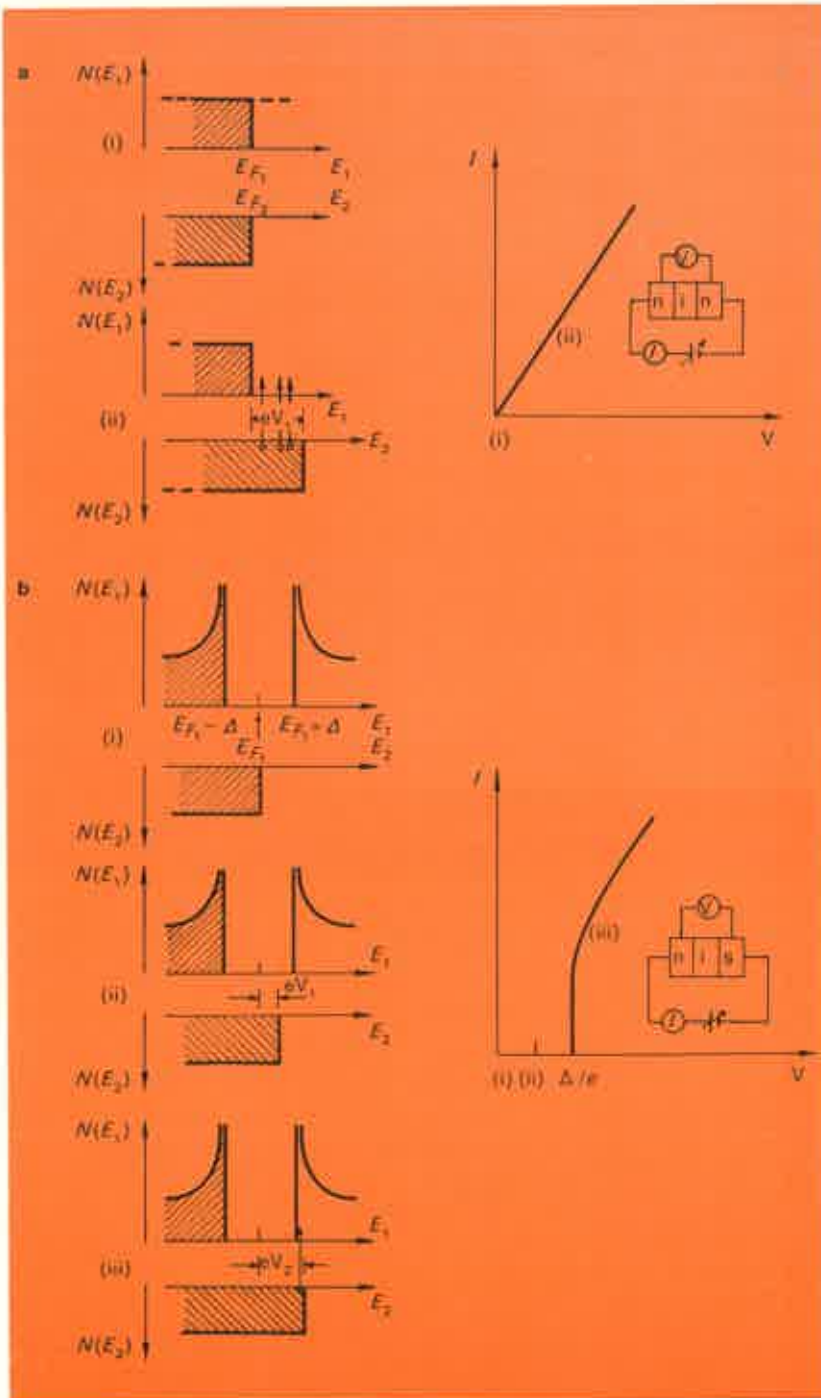
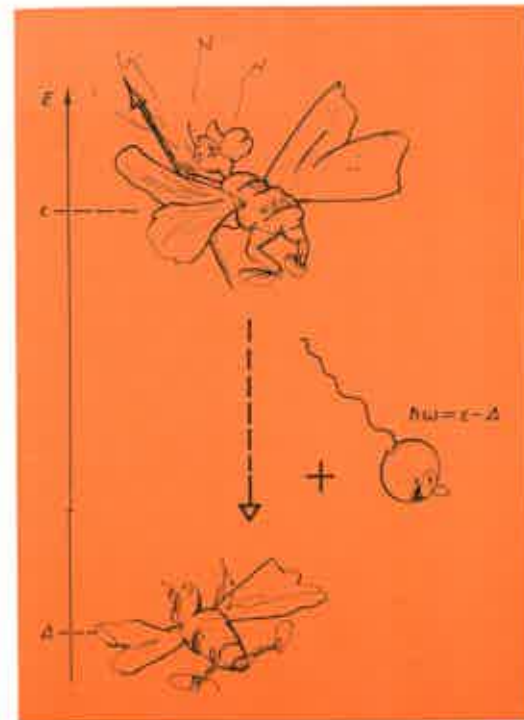


Fig. 7. Tunnelström kan uppträda då en elektrisk spänning läggs över ett tunt isolatorskikt mellan två metaller. (a) De båda metallerna är båda normala (= icke supraledande). Då ingen elektrisk potential finns mellan metallerna (1) och (2) justerar sig de kemiska potentialerna så att Fermienergierna, E_{F1} och E_{F2} , sammanfaller. När en potential appliceras finns det enligt kvantummekaniken en viss sannolikhet att elektroner skall kunna passera genom det förbjudna isolatorskiktet från metallen med den högre potentialen till den med den lägre. För små spänningar blir I proportionell mot V .

(b) En av metallerna är supraledande. Detta innebär, att det inom energiområdet 2Δ kring ferminivån ej finns några tillgängliga elektronstillstånd. Vi har det s. k. supraledande energigapet. Om vi således höjer den normala metallens elektriska potential med ett värde $V < \Delta/e$, så finns det inga tillgängliga tillstånd i supraledaren (1) som kan ta emot elektroner som tunnlar över från den normala metallen (2). Då $V = \Delta/e$ fås en kraftig strömstegring, eftersom en mängd tillstånd i supraledaren då kan taga emot elektroner.

Fig. 8. I en supraledare är elektronerna starkt kopplade till gittersvängningarnas kvanta, fononer. En injicerad elektron kan lätt minska sin överskottsenergi genom att utsända en fonon. Denna process reflekteras i sambandet mellan ström och spänning och man kan härur kvantitativt studera svängningsspektret för supraledare.



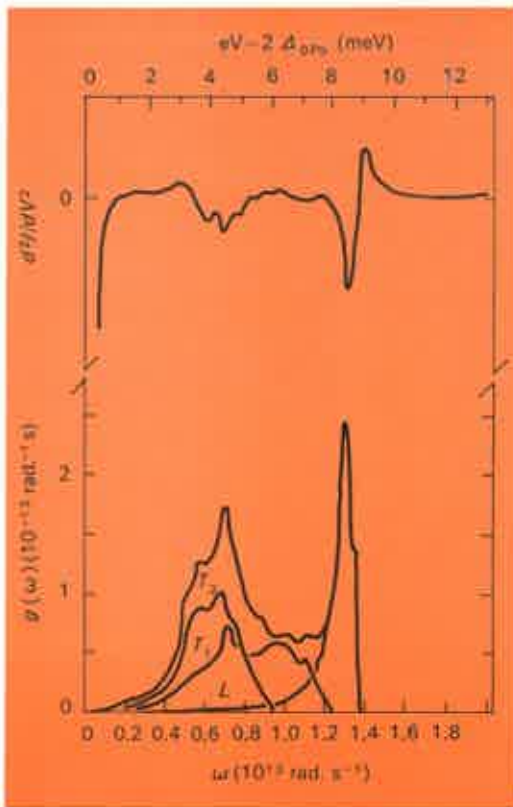


Fig. 9. Andra derivatan med avseende på V av $I-V$ karaktäristiken för en aluminium /isolator/ bly-tunnel-övergång (översta kurvan) jämförd med fononspektret hos bly bestämt med neutroddiffraction (Stedman, Raunio, Nilsson och Almqvist i Studsvik). Vi ser tydligt hur strukturen i tunnelkaraktäristiken är helt i överensstämmelse med fononspektret i metallen i fråga. Med hjälp av tunnelförsök på ett flertal metaller kan vi, på ett relativt billigt sätt, få upplysningar om dessa metallers egenskaper. Ett sådant forskningsprojekt pågår inom supraleddningsgruppen vid CTH.

ciperna för en sådan interferometer illustreras i fig. 10. Några av de viktigaste resultaten av kvantmekaniska interferenser har omnämnts i tidigare artiklar (Kosmos 1966/67, Svensk Naturvetenskap 1968). Vi vill här dra uppmärksamheten till en speciell men viktig fråga, nämligen bestämningen av de s. k. atomkonstanterna. Josephsons

formel ger ett direkt samband mellan den pålagda spänningen och frekvensen hos den utsända strålningen enligt formeln $\nu = 2eV/h$. Mätningen är i princip enkel då såväl frekvenser som spänningar kan bestämmas mycket noggrant. Experimentet görs i praktiken så att man mäter sambandet hos Josephsonövergångar när man bestrålar dem med mikrovågor av känd frekvens. De språngvisa förändringarna i ström-spänningskarakteristiken, vilka inträffar vid V (och multipler av V) enligt formeln ovan registreras. Försöket visas i fig. 11. (Effekten är i själva verket densamma som uppträder i supraflytande helium och som beskrivs i en annan artikel i detta nummer av Kosmos).

Den kritiska storheten i kvantelektrodynamiken är finstrukturkonstanten $\alpha = e^2/\hbar c$, vilken har varit den mest osäkra storheten av de atomära konstanterna. Josephsonformeln ger ett mycket noggrant direkt resultat för e/\hbar och härur finner man numeriskt att

$$1/\alpha = 137,0359 \quad (4)$$

Detta resultat skakade kvantelektrodynamiken, då det avvek »avsevärt» (dvs. 21 delar på miljonen) från det tidigare accepterade värdet 137,0388. Detta senare värde hade lett till en skillnad av 93 delar på miljonen (ppm) mellan experimentella och teoretiska värden för hyperfinsplittningen hos väteatomen. Nu försvann denna diskrepans (inom felgränsen 8 ppm) men det finns fortfarande vissa problem med elektronens magnetiska moment.

Man ifrågasatte givetvis riktigheten av det nya värdet, men förnyade noggranna mätningar har gett starkt stöd för att Josephsons formel är korrekt, och att inga materialberoende eller makroskopiska korrektionsfaktorer påverkar resultatet. Man skulle dock gärna vilja se en ordentlig teoretisk utredning varför tvåan i Josephsons formel är *exakt* 2. Senare mätningar med andra

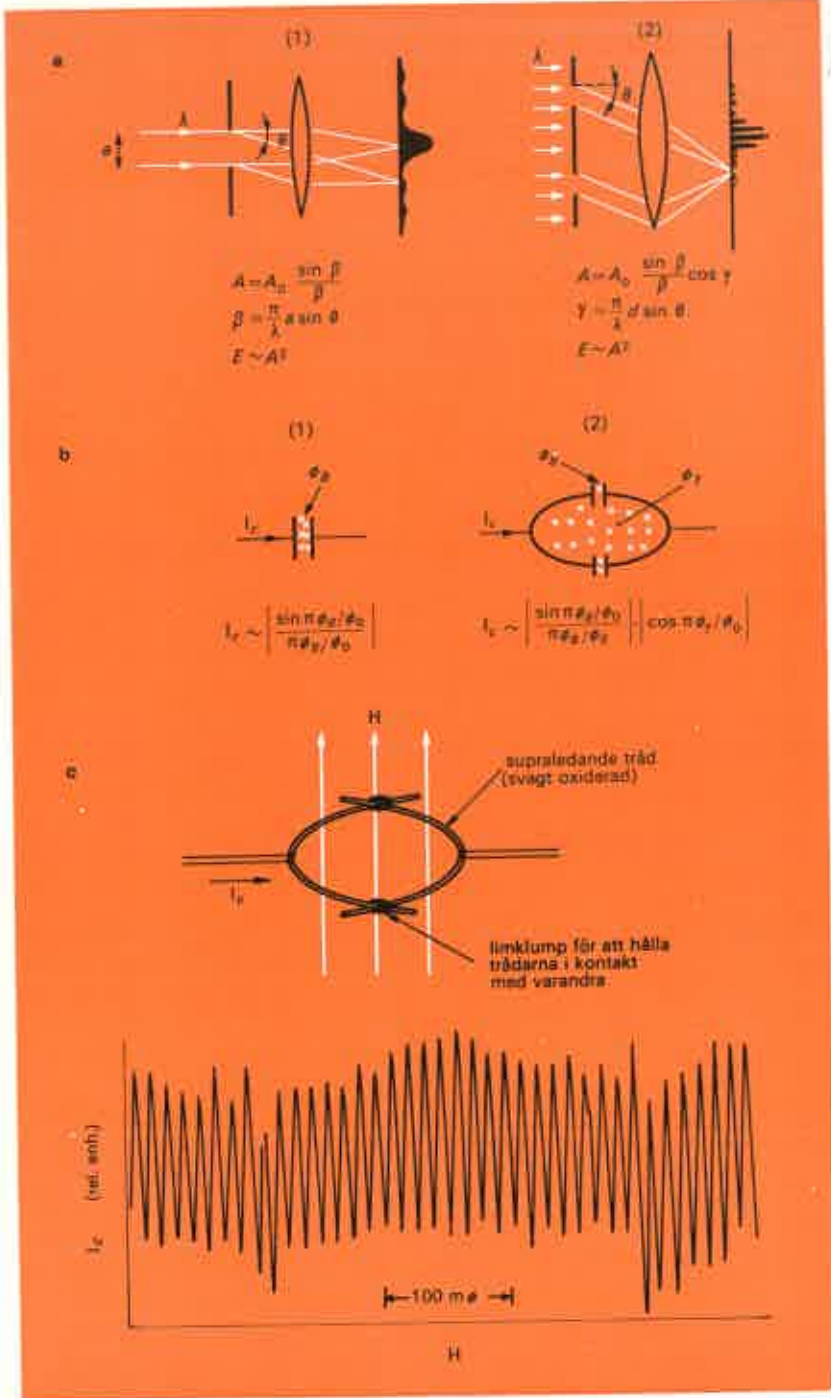


Fig. 10. För att underlätta förståelsen av interferens i kopplade Josephson-övergångar visar vi först (a) ett välkänt interferensfenomen — diffraktion av ljus. Vi ser direkt likheten mellan Fraunhofer-diffraktion av ljus i enkel- och dubbelspalt och mellan den maximala Josephson-strömmen i en supraledande krets med en respektive två parallellkopplade svaga länkar (b). I diffraktionsfallet är amplituden hos den resulterande strålningen (ljusintensiteten är proportionell mot amplituden i kvadrat) proportionell mot faktorerna $(\sin \beta)/\beta$ respektive $[(\sin \beta)/\beta] \cos \gamma$. Samma faktorer återkommer i det supraledande interferensfallet. För två kopplade övergångar får vi att strömmen är periodisk i ϕ_T/ϕ_0 , där ϕ_T är magnetiska flödet genom den yta som begränsas av de supraledande tilliedningsstrådarna till övergången och $\phi_0 =$ ett flödeskvantum $2 \cdot 10^{-7}$ gauss cm². Detta utnyttjar vi i den supraledande interferometer som visas i (c). Två korsande, svagt oxiderade, supraledande trådar hålls på plats med hjälp av en klisterklump. Tilliednings- och avledningstråd påsätts och slingan utsätts för ett magnetiskt fält. Resultatet av en upptagning av Josephson-strömmen mot pålagt magnetiskt fält syns i diagrammet nederst i figuren. Strömmen varierar periodiskt vid små fältförändringar. Känsligheten hos denna magnetometer bestäms av arean mellan de två supraledande trådarna. Genom att välja arean 1 mm² bör en känslighet av storleksordningen 10^{-7} Örsted uppnås.

metoder har gett värden som överensstämmer inom felgränserna med de som erhållits från Josephson-effekten. En rent makroskopisk mätning av egenskaperna hos den ordnade rörelsen hos elektronerna i en supraledare genom en tunn barriär har alltså gett en ny noggrann bestämning av en fundamental atomkonstant.

VAD HÄNDER I TUNNELN?

I de tunnelexperiment som omnämnts spelar själva barriären en rätt underordnad roll i den meningen att experimenten primärt syftat till att ge upplysningar om elektronstrukturen, fonospektret etc. hos materialet utanför barriären. I och med några arbeten som publicerats nyligen tycks en ny utveckling ha inletts. När en partikel passerar barriären kan den mycket väl åstadkomma en excitation inom barriären, t. ex. av en mole-

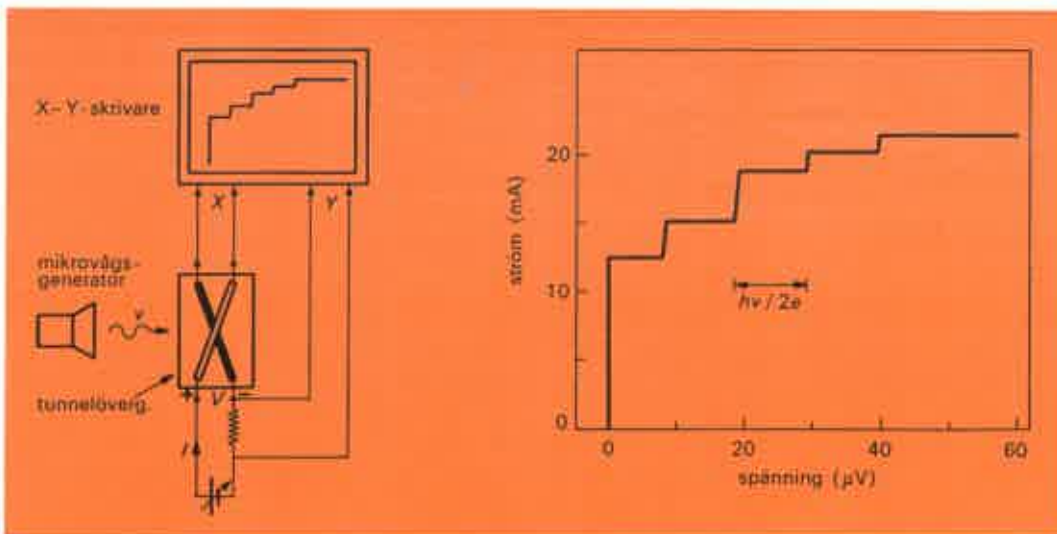


Fig. 11. Här visar vi den i princip mycket enkla försöksanordning, som trots sin enkelhet, ger en ytterst noggrann bestämning av förhållandet e/h , ett förhållande mellan två ofta använda storheter, elektronens laddning och Plancks konstant. Mikrovågstrålning av frekvensen ν får falla in mot en Josephson-tunnelövergång. Denna består av två tennskikt med ett mycket tunnt (storleksordningen 10 Å tjockt) isolerande oxidskikt emellan dem. Övergången arbetar vid 1,2°K i ett magnetiskt fält av styrkan 1,9 Örsted. Tar man upp en ström-spänningskarakteristika finner man det resultat som finns i diagrammet. Strömmen ökar stegvis med ett visst spänningsvärde ΔV mellan stegen. $\Delta V = h\nu/2e$. Eftersom vi kan bestämma spänningar och frekvenser med mycket god noggrannhet har vi här en möjlighet att mäta e/h med ett litet fel. Langenberg, Parker och Taylor (Phys. Rev. Lett. 18, 287, 1967) lyckades mäta detta förhållande med en precision av 6 ppm (delar på miljonen). Detta goda värde gav sedan tillsammans med andra experiment nya värden för finstrukturkonstanten α^{-1} , elektronens laddning, Plancks konstant, elektronens massa, Avogadros tal och omräkningsfaktorn k X-enheter/Ångström för röntgenstrålning.

oreningsgas släppts in i förångningsanläggningen medan det isolerande oxidskiktet mellan två metallskikt bildas.

SLUTORD OM TUNNLAR

Tunnelexperimenten har såsom antytts under de sista tio åren utvecklats till ett utomordentligt hjälpmedel att studera en rad egenskaper hos fasta ämnen och området är idag mer aktivt än någonsin. Tunnelexperimenten har i sin renodlade form alla samma geniala enkelhet: man mäter strömmen som funktion av spänningen över barriären och ur de ofta mycket små men karakteristiska variationerna i kurvan kan man dra viktiga slutsatser om systemets dynamiska egenskaper. En förfinad spektroskopi har utvecklats med hjälp av (i princip) endast en voltmeter och en ampere-meter.

Man kanske frågar sig varför utvecklingen inom detta fält först tog fart så sent som cirka trettio år efter de grundläggande arbeten, som

kylsvängning eller en lågt liggande elektronisk excitation. De allra första resultaten av detta slag har nyligen rapporterats och man kan vänta sig att tunnelexperiment kommer att bli mycket användbara för att studera excitationer inom själva barriären. I fig. 12 visas den struktur som erhålles i en ström-spänningsderivata, då för-

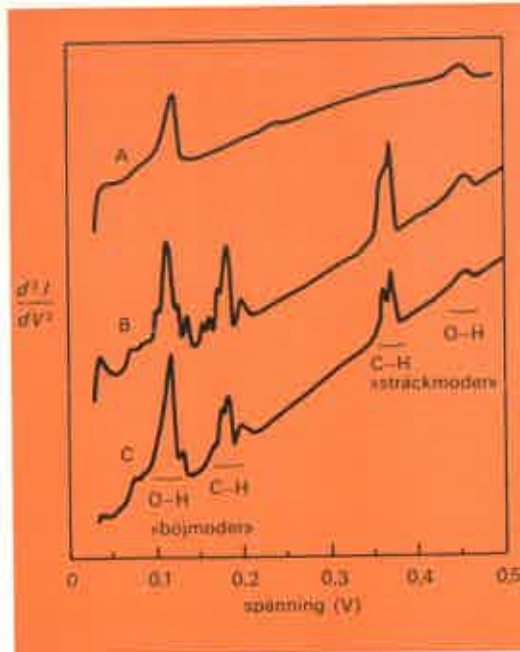


Fig. 12. Innehåller tunnelbarriären »skräp» så kan detta inverka på upptagna karakteristika. Ett exempel på detta visas. Överst ser vi en d^2I/dV^2 visavi V -kurva för en »ren» (dvs. så ren man kunde få den) Al/isolator/Pb-övergång. Därunder visas två karakteristika då övergångarna under oxidationsperioden utsatts för propionsyra [$\text{CH}_3(\text{CH}_2)\text{COOH}$] respektive för ättiksyra CH_3COOH . Vi ser struktur i kurvorna kommande från molekylära vibrationsmoder hos O-H och C-H grupper som bäddats in i oxiden. Svängningarna ligger i det infraröda området. Vi har fått en möjlighet att spektroskopiskt undersöka tillstånd i metalltytor.

tidigare omnämnts. Dessa klargjorde ju tunnelfenomenens fysikaliska natur samtidigt som de pekade fram mot en rad intressanta tillämpningar. Svårigheterna har här varit huvudsakligen av teknologisk natur — man har tidigare inte haft möjlighet att framställa användbara tunnelövergångar. Experimenten är i princip mycket enkla, men effekterna är små och maskeras lätt av andra effekter, om t. ex. barriären är för tjock, eller om mängder av okontrollerade defekter i kristallen radikalt ändrar betingelserna. Detta gällde för

övrigt hela fasta tillståndets fysik under ett tidigare skede — experiment och teori kunde i stort förklara en rad viktiga egenskaper, men man saknade möjligheter att framställa material av sådan renhet att man kunde erhålla noggranna kvantitativa resultat. Först genom den starka utvecklingen under de sista tjugo åren i konsten att framställa rena kristaller, eller sådana dopade med en förutbestämd mängd föroreningar, tunna filmer, rena ytor etc. har fasta tillståndets fysik utvecklats till den högt avancerade vetenskap den idag är med avseende både på experimentell noggrannhet och teoretisk tolkning.

De framstående insatserna av främst Esaki, Giaever och Josephson har öppnat nya avenyer för forskningen och har lett till en mängd nya vetenskapliga resultat såväl som tänkbara tillämpningar i tekniken. Säkert kommer vi att få höra mycket mer om kvantmekaniska tunnlar i fortsättningen.

REKOMMENDERAD LÄSNING

Det finns ytterst litet publicerat i lättfattlig form. En bra redogörelse för fältemission och kontaktproblem finns i M. Sachs »Solid State Theory» (McGraw-Hill). C. A. Wert och R. M. Thomson (»Physics of Solids», McGraw-Hill) innehåller en enkel beskrivning av tunnelviden. För Josephson-effekterna hänvisar vi till R. P. Feynmans utomordentliga framställning i »Lectures on Physics» Vol. III, kap. 21 (Addison-Wesley).

En sammanfattande presentation av hela fältet, med alla föredragen från sommarskolan på Risø återfinnes i »Tunneling Phenomena in Solids» (Plenum Press, Editors E. Burstein and S. Lundqvist).