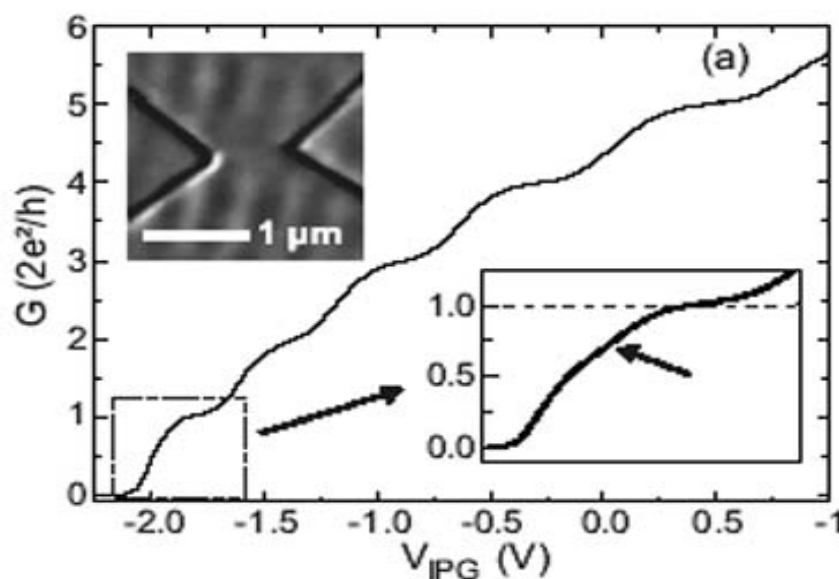


TOK SKOZI MOLEKULO

Seminar



Martina Čehovin
Mentor : prof. dr. Anton Ramšak

Obravnavan je problem toka skozi stik na nanoskali, zaradi česar se problem prevede na tok skozi kvantno piko oz. kvantno žico. Pojav kvantizacije prevodnosti rešujemo s pomočjo Landauerjeve slike ter Fermijeve funkcije. Opisan je še časovni potek odkritja na tem področju ter kratek opis značilnih pojavov pri teh velikostih, torej Kondove resonance in Colubove blokade.

December 2004

Kazalo

1.UVOD	stran 3
2.TOK SKOZI TOČKASTI STIK	stran 3
<i>2.1 Teorija o kvantizaciji prevodnosti</i>	stran 5
3.PREVODNOST MOLEKULSKEGA STIKA	stran 7
4.POSKUS Z DIVANADIJEVO MOLEKULO V ₂	stran 10
5. ZAKLJUČEK	stran 12
6. LITERATURA IN VIRI	stran 12

1. UVOD

Leta 1965 je Gordon Moore, soustanovitelj Intela, kot prvi opazil, da se število tranzistorjev na kvadraten cm integriranega vezja vsako leto podvoji. Trend se je v sledečih letih malo upočasnil, tako da se je podatkovna gostota podvojila približno vsakih 18 mesecev. To poznamo danes kot »Moorov zakon«. Konec leta 2002 je bila velikost tranzistorjev približno 100nm.

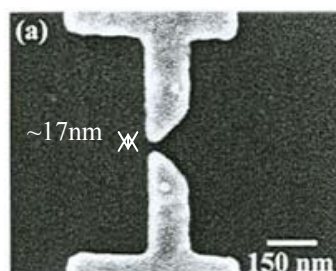
LB Kish je objavil teorijo, da se bo pri nadaljnjem večanju gostote podatkov dosegla fizikalna limita, in sicer kot posledico termičnega šuma [1]. To naj bi se zgodilo relativno kmalu. Efekt naj bi bil občuten od približno 40nm velikih tranzistorjev navzdol, pri čemer naj bi bil ta problem posledica termodinamičnega procesa, kjer se povečuje termični oz. »Johnson-Nyquist« šum na napetosti. Sam Kish sicer ne postavlja nobene fizikalne meje za velikost tranzistorjev, temveč le opozarja, da se logične pragovne napetosti ne da znižati pod določeno mejo, saj bi v tem primeru termični šum povzročil lažne bitne prehode, ki bi se pojavljali naključno.

Če se omejimo na to, da se bo po Moorovem zakonu nekoč velikost tranzistorjev zmanjšala na velikost atoma, bi bilo dobro, da se vprašamo, kakšna tehnika nas pripelje do tranzistorjev tako majhnih dimenzij in kakšnih zakonov se takrat drži upornost. Konvencionalna tehnika za izdelovanje komponent je npr. litografija, ki pa se ne more spustiti na nanometrsko skalo.

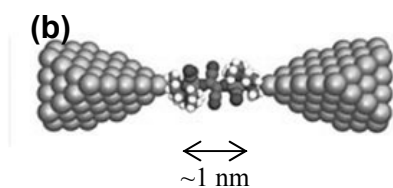
Trenutni trend pri miniaturizaciji elektronskih naprav je, da bi se kot aktivni element uporabila po ena molekula. Zaenkrat so dosežki omejeni na med elektrodi ujeta molekulo, ki se ji lahko izmeri lastnosti električnega prenosa. Te molekulske naprave so relativno bolj zapletene strukture kot enoelektronski transistorji (temeljijo na kovinskih otokih), saj se poleg splošnih principov nanofizike (npr. Coulomb blokada) izkažejo za pomembne osnovne karakteristike stikov še kemijska sestava in geometrija molekulskega stika.

2. TOK SKOZI TOČKASTI STIK

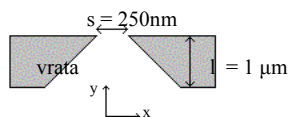
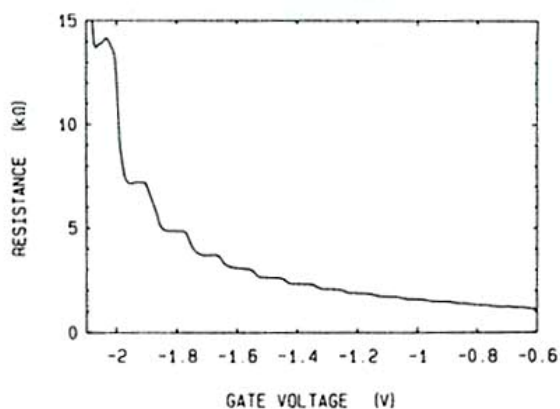
Preden si pogledamo kakšen primer meritve toka skozi molekulo je dobro vedeti, kakšna teorija se skriva v ozadju. S čim točno imamo opravka pri takih dimezijah oziroma takem točkastem stiku. Izkaže se, da imamo opravka s kvantizacijo prevodnosti v kvanti piki. Teorija, ki jo bomo omenili, je bila zastavljena kot razlaga dveh področij raziskav. Prvo je področje kovinskih stikov, drugo pa obravnava kvazi 1-D kvantnih prenosov v polprevodniških mikrostrukturah. V prvem primeru so študije v kovinah omejene na klasičen balistični prenos zaradi majhne Fermijeve valovne dolžine ($\lambda_F \sim 0.5\text{nm}$, ki je reda velikosti mrežnih razmikov). V okviru drugega področja pa so se pojavljale težave s fluktuacijami, ki so bile posledica tvorjenja podpasov v vodniku. Tu je $\lambda_F \sim 40\text{nm}$, kar je posledica majhne gostote elektronov.



Slika 1 : a) slika stika
b) tranzistor, sestavljen iz ene molekule (velikost $\sim 1\text{ nm}$, divanadium), ki povezuje zlati elektrodi.

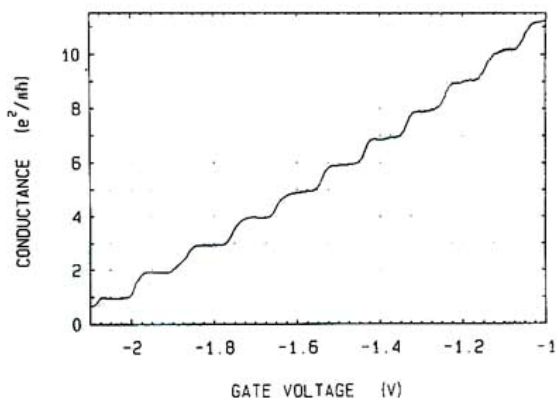


Prvo meritev upornosti v kvantem točkastem stiku so opravili v okviru sodelovanja Delft-Philips. Iste rezultate pa je neodvisno dobila tudi skupina s Cavendishevega laboratorija. Sam rezultat meritve je bil (slika 2) upornost kot funkcija napetosti na vratih (V_g) pri $T=0.6K$. Slika 2 prikazuje inverzno vrednost prvotnih meritev, od katerih je bila prej odšteta upornost ozadja (4000 Ω).



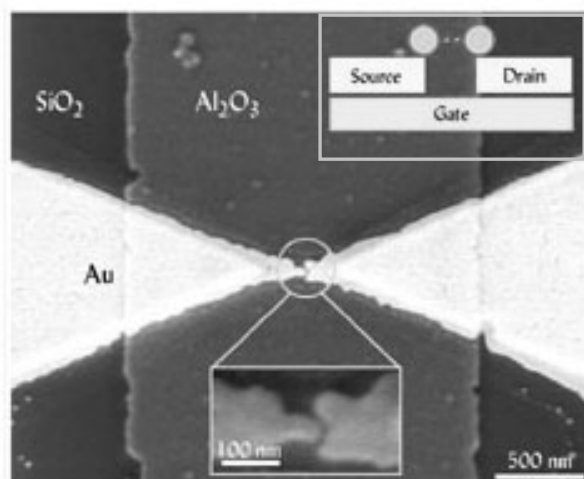
Slika 2 : Upornost točkastega stika kot funkcija napetosti na vratih oz. napetost med elektrodama pri 0.6K(levo); shema stika(zgoraj);

Pri teh meritvah jih je zanimalo, kako izgleda balistični prenos v kovini in kako je odvisen od geometrije stika. Tako so imeli »oviro« z dimenzijama s in l (širina in dolžina) dosti manjšima v primerjavi s prosto potjo l_e . Drugi pogoj za veljavnost opravljenega računa je dan z velikostjo Fermijeve valovne dolžine, ki mora biti: $\lambda_f \ll s$, saj bi postali, v primeru da bi bili λ_f in s primerljivih velikosti, kvantni efekti pomembni. V navedeni napravi (sestavljena iz dveh kovinskih stikov) je bil $s_{max} \sim 250nm$ in $l_e = 8.5 \mu m$. Drugi pogoj je izpolnjen prav pri s_{max} .



Slika 3 : Prevodnost točkastega stika kot funkcija napetosti na vratih, iz podatkov uporabljenih za sliko 1. z odšteto upornostjo ozadja(ter »inverz«).

Ko se količina elektronskega plina pod vrati zelo zmanjša, kar se zgodi, ko je $V_g = -0.6V$, tok steče le skozi točkasti stik. Ta napetost je predstavljala tudi maksimalno širino med stikom, ki je bila enaka odprtini med vratoma. Z dodatnim zmanjševanjem napetosti so lahko postopoma zmanjšali razdalja med kontaktoma ter tako dosegli minimalno $V_g = -2.2V$.



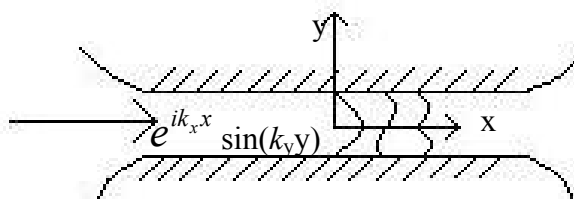
Slika 4 : Slika elektrod je bila narejena z elektronskim mikroskopom; v zgornjem desnem kotu (v okvirju) je: shema enomolekulskega tranzistorja.

2.1 Teorija o kvantizaciji prevodnosti

V primeru idealnega kvazi 1D prevodnika, ki se obnaša kot valovni vodnik za elektrone, naj vodnik povezuje dva rezervoarja v termičnem ravnovesju, katerih kemična potenciala se razlikujeta za $\delta\mu$. Znotraj vodnika naj se elektroni med seboj ne vidijo, tako da potekajo vsi neelastični trki v rezervoarjih. To je tako imenovana Landauerjeva slika. Sama Landauerjeva formula pa poveže prevodnost z verjetnostjo prehoda skozi vodnik iz enega rezervoarja v drugega. Elektron se v ozkem pasu prevodnika giblje v enem od kanalov oz. načinov valovnega vodnika, ki se lahko širi pri tej energiji. V katerem od teh načinov valovanja se elektron nahaja, nadziramo s spreminjanjem napetosti na vratih, ki se nahajajo pod vodnikom (slika 4, notranji okvir). Rešitve za problem na sliki 5 lahko zapišemo kot:

$$E_{k_x, k_y, n} = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_{y,n}^2)}{2m}. \text{ Iz slike je razvidno, da je rešitev v x smeri zvezna, v y pa}$$

diskretne. Porazgubitev za n -ti način je pri tem enaka $E_n(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$.



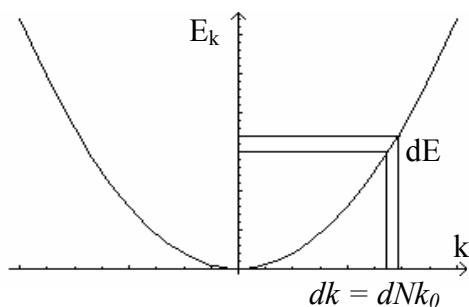
Slika 5

V resnici pa vsi elektroni ne zadoščajo robnim pogojem na robovih vodnika, tako da ne morejo vstopati iz elektrode v vodnik. Kar nas zanima, je tok skozi ta vodnik. Tok elektronov na enoto energijskega intervala v kanali je zmnožek v_g (grupne hitrosti) in 1D gostote stanj, kjer je $v_g = \frac{dE(k)}{\hbar dk}$. Grupno hitrost smo zapisali kar po definiciji in upoštevali, da imamo ravni val. Do gostote stanj se prav tako pride preko splošnega zapisa, in sicer :

$$g(E)dE = 2 \int \frac{dk}{2\pi}. \text{ Njun produkt se izkaže za neodvisnega tako od energije kot tudi od tega,}$$

v katerem podpasu se nahaja, tako da lahko gostoto toka z leve zapišemo kot: $j_L = e \rho_n v_g = \text{konst.}$ Zgoraj zapisano dopolnimo z enačbami za vodnik dolžine l , s presekom S ter periodičnim robnim pogojem (iz katerega dobimo: $e^{ik_0 l} = 1 \Rightarrow k_0 = \frac{2\pi}{l}$). V energijskem

intervalu dE imamo: $dI = Sdj = Sev dn = Se \frac{\partial E}{\partial p} \frac{dN}{Sl}$, kjer predstavlja člen $\frac{\partial E}{\partial p}$ grupno hitrost in $\frac{dN}{Sl}$ neke vrste gostoto stanj.



V enačbi upoštevamo, da imamo ravni val, periodični robni pogoj ter, da je $dE = e dU$, in dobimo, da je $dI = Se \frac{\partial E}{\partial \hbar k} \frac{dk}{k_0} \frac{1}{Sl} = \frac{e}{h} \frac{\partial E}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial E} dE = \frac{e^2}{h} dU$. Nazadnje pa upoštevamo še spin

tako, da dobimo $G_0 = 2 \frac{e^2}{h}$.

Tok, h kateremu prispevajo elektroni z energijama E in $E + dE$ v elektrodah lahko zapišemo tudi kot:

$$dI = -e_0 S \sum_{\tilde{m}} (dn_{\tilde{m}} v_{g\tilde{m}} \sum_n \tau_{\tilde{m}n} (E - V_0)),$$

kjer je S presek žice, $dn_{\tilde{m}}$ število zasedenih stanj v \tilde{m} -tem kanalu (energijski pas, ki ga valovanje lahko zasede, [5]) na enoto prostornine in $v_{g\tilde{m}}$ grupna hitrost elektrona v \tilde{m} -tem kanalu. Notranja vsota pove prepustnost \tilde{m} -tega kanala, zunanja pa je seštevek tokov v odprtih kanalih. Prva vsota je v našem primeru nezanimiva, saj je lahko njena vrednost le 0 ali pa 1, kar imamo le možnosti, da elektron vstopi v žico ali pa da ne. Nadaljna izpeljava se navezuje na možnost, ko je vrednost $\tau = 1$. τ funkcija bi bila pomembna, če bi imeli primer, kjer bi v žici prišlo do sipanja. Spodaj uporabljena Fermi-Diracova porazdelitev je

$$\text{oblike } f(E) = \frac{1}{e^{\frac{(E-\mu)}{k_b T}} + 1}.$$

Če zdaj to upoštevamo, dobimo, da je :

$$dI = -2 \frac{e_0}{h} f(E, T) dE$$

Tok skozi žico je razlika med tokoma iz prve elektrode v drugo ter tokom v obratni smeri. Zamislimo si, da zdaj prvo elektrodo priključimo na neko napetost δU , kar povzroči, da se Fermijeva porazdelitev pomakne »navzgor«. Tako izračunamo, da je celoten tok predstavljen z integralom po energijah elektronov:

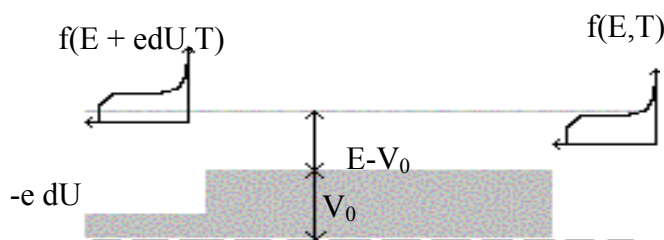
$$\delta I(\delta U, V_0, T) = -2 \frac{e_0}{h} \left(\int_{V_0}^{\infty} f(E - e_0 \delta U, T) dE - \int_{V_0}^{\infty} f(E, T) dE \right)$$

Električna prevodnost (G) je definirana kot : $\delta I = G \delta U$ in tako dobimo upoštevajoč približek, da je δU majhna ter z razvojem Fermijeve porazdelitvene funkcije za prvo elektrodo Landauerjevo formulo za kvantizirano električno prevodnost:

$$G(V_0, T) = 2 \frac{e_0^2}{h} \int_{V_0}^{\infty} \left[- \frac{\partial f(E, T)}{\partial E} \right] dE$$

Za tok elektronov tako velja, da je enakovredno porazdeljen med načini; torej vsak način prispeva enako velik delež, in sicer $e v_n v_g \delta \mu = (2e/h) \delta \mu$. Če si predstavljamo, da imamo žico, ki je z vidika elektronov zožana (slika 6) in če smo rekli, da dodamo na prvi elektrodi neko majhno napetost, lahko zapišemo, da je: $e U = \Delta \mu = \mu_2 - \mu_1$. Sicer pa se zdaj vidi, da se prevodnost pri energiji elektronov $E_{k_y, n} = \frac{\hbar^2 k_{y,n}^2}{2m}$, ko se odpre nov kanal, poveča natanko

za $\frac{2e^2}{h}$, kar smo pričakovali.



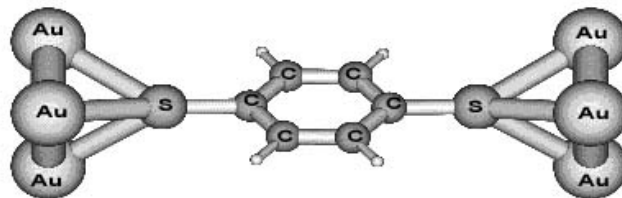
Slika 6 : Kjer je V_0 je potencial (predstavlja potencialno bariero), E energija, U pa napetost, ki jo pritismo na elektrodo;

3. PREVODNOST MOLEKULSKEGA STIKA

Zgornja teorija se lahko uporabi v praksi pri meritvi prenosa naboja skozi eno organsko molekulo[2]. Natančneje je raziskovalce zanimala veljavnost obstoječih aproksimacij o prenosu naboja na molekulski ravni. Pred eksperimentom so znanstveniki že opravljali razne meritve na atomski in molekulski ravni s pomočjo STM-ja (scanning tunneling microscope). Opravljeni so bili tudi že poskusi, v katerih je bilo po desetisoče

vzporednih aktivnih molekul, vendar pa je šele Reesovi skupini uspelo narediti meritev na molekuli med stikoma. Sistem, s katerim so delali, je bil sestavljen iz dveh stikov ter je imel obliko nekakšnega *fet* transistorja.

Koncept eksperimenta se lahko zastavi zelo preprosto: med kovinska stika vežemo molekulo (kovina-molekula-kovina). Taka struktura je podobna kvantni piki s potencialno pregrado polprevodniškega sistema, ki jo v zgornjem sistemu zamenja stična pregrada interference molekula-kovina.

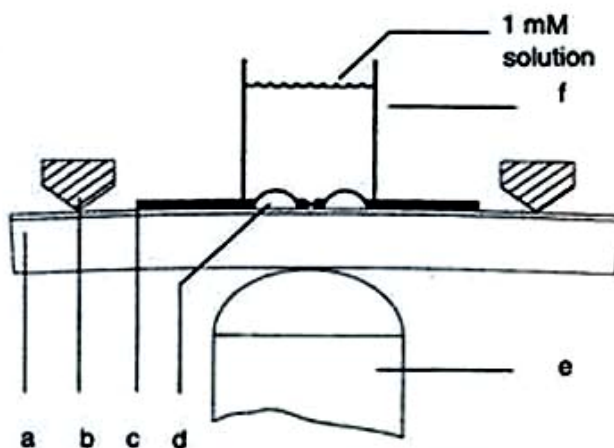


Slika 7 : v zlati elektrodi vpet benzen-1,4-ditiolat;

Luo, Wang and Fu, JCP, 2002

V opisanem poskusu so uporabili benzen-1,4-ditiolat (slika 7) vpet med stabilni zlati konici. Poskus so opravili pri sobni temperaturi z mehanično nadzorovanim spojem (MCB junction). Prav uporaba statičnih stabilnih stikov jim je omogočila zmanjšanje števila aktivnih molekul na eno. Poskus so izvedli tako, da so zarezano kovinsko žico zalepili na premično podlago in jo pregibali preko nje. S tem so spreminjali režo za tuneliranje.

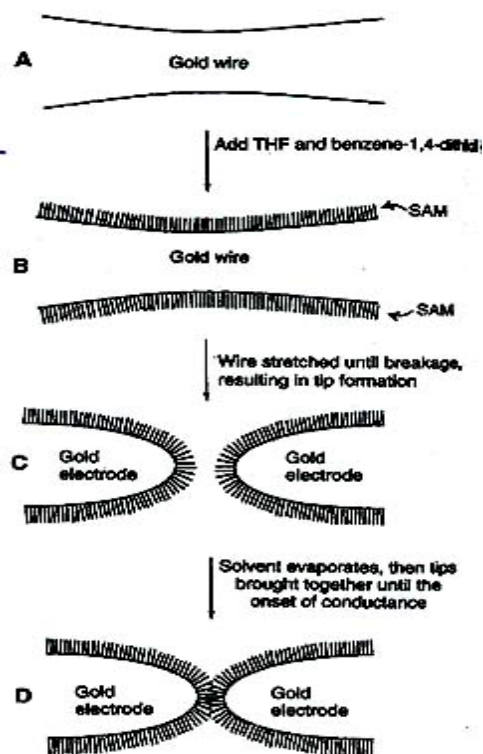
V tem poskusu (Slika 8) je benzen-1,4-ditiolat vsrkan iz 1mM raztopine v tetrahidrofuran (THF) med dve zlati elektrodi, ki sta bili zlomljeni v prostoru argonove atmosfere, kar je povzročilo nastanek samonastale monoplasti na zlatih elektrodah. Preden so opravili meritve prevodnosti, so pustili THF, da je izparel v argonovi atmosfero. Odstranitev THF je privedla do termičnega gradienta, kar so rešili z umikom in ponovno namestitvijo merilnih konic.



Slika 8 : Shema MCB stika a) upogljiva podlaga, b) opora, c) prerezana zlato žico, d) zalepljena stika, e) piezo element in f) rezervar z raztopino.

Na slika 11A je prikazana karakteristika tok-napetost $I(V)$ in prevodnost $G(=dI/dV)$, ki so jo izmerili po tem, ko so konici ponovno približali. Sam razmik med elektrodami ($\sim 0.8\text{nm}$) so določili preko piezo-napetosti, vendar pa je treba upoštevati, da je bilo tukaj nekaj težav zaradi izparevanja topila. Za primerjavo dobljenih razultatov lahko aproksimiramo približno dolžino molekule (0.846nm), če velikosti dveh zlatih radijev odštejemo kovalentni radij (doseg zlatega atoma) obeh zlatih atomov (slika 10). Vsakič so opazili režo $\sim 0.7\text{V}$. Izvedli so tudi

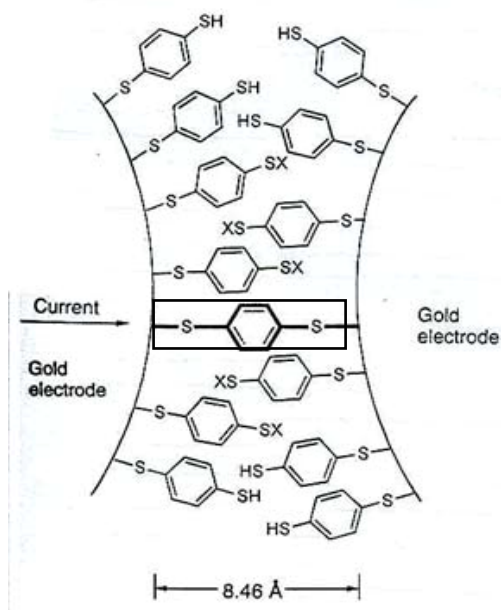
testni poskus s THF-jem brez benzen-1,4 ditiolata, ki ga niso pustili izpareti. Tu se je izkazalo, da je prevodnost neodvisna od razdalje med elektrodama in da je upornost veliko večja.



Slika 9 : Shema meritve.

A) zlata žica pred zlomom, B) po dodatku benzen-1,4-ditiolata in nastanek samotvorne enoplasti, C) mehanični zlom žice v raztopini in tvorba dveh nasprotnih zlatih stikov, D) potem, ko raztopina izpari, se elektrodi zblížata do točke, v kateri se vzpostavi prevodniški režim;

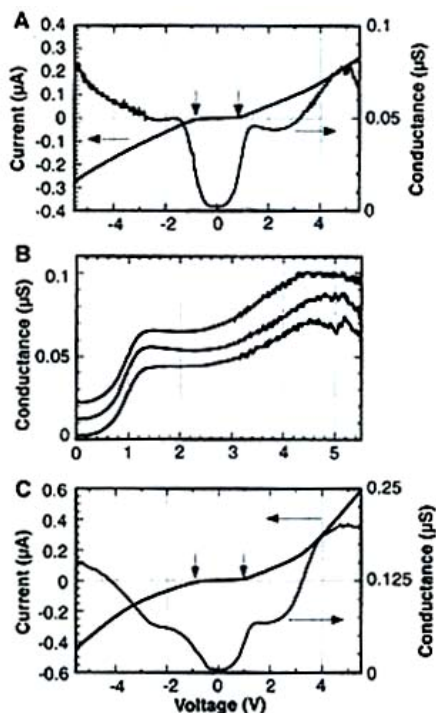
V dobljenih rezultatih sta dokaj lepo vidni dve stopnici, ki bil lahko bili Coulombovi stopnici (Glej Sliko 11B). Ena stopnica se pojavi pri vrednosti $\sim 13.3\text{M}\Omega$, druga pa pri $\sim 22.2\text{M}\Omega$. Ti rezultati so primerljivi z vrednostima $\sim 9\text{M}\Omega$ in $18 \pm 12\text{M}\Omega$, ki se ju lahko dobi iz meritev sistema podobnih molekul kot pri tem poskusu v stiku z zlatim nanokristalom ter izračunom upora sistema $100\text{k}\Omega$.



Slika 10 : Shema benzen-1,4-ditiolne samotvorne enoplasti med zlatima elektrodama; Z X označene zaključne grupe so lahko Au ali pa H;

Iz grafov je razvidna jama v okolici ničle, kar pojasnjujejo s Coulombovo blokado. V istem poročilu še navaja možnosti dokazovanja pojava Coulombove blokade, za kar pa naj bi bila potrebna še tretja elektroda (vrata). Coulombovo blokado se lahko uporablja za krmiljenje toka, tako da z napetostjo na vratih določimo »višino« bariere, ki jo bodo morali preiti elektroni, če bodo želeli skozi stik, ki ga predstavljajo elektroni v že zasedenih stanjih. Posledica tega pojava je jama, ki jo vidimo na sliki, saj lahko šele pri dovolj veliki energiji steče tok.

V omenjenem članku znanstveniki navajajo problem pritrditve vrat v bližini molekule. Druga razlaga prej omenjene jame bi lahko bila, da je posledica neujemanja Fermijevih nivojev ter najnižje nezasedene molekulske orbitale.



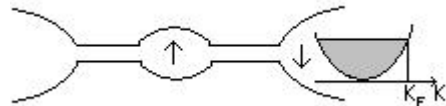
Slika 11 : A) karakteristika $I(U)$, ki predstavlja nišo 0.7V ter prvi odvod $G(U)$ s stopničasto strukturo; B) tri meritve $G(U)$ za različne razmike; C) še ena meritev $I(U)$ in $G(U)$, kjer so vrednosti dvakratne v primerjavi z min. vrednostjo prevodnosti.

4. POSKUS Z DIVANADIJEVO MOLEKULO V_2

V primeru, ko molekulo vpnemo v kovinske elektrode preko tunelskih pregrad lahko opazimo, da sta v električnem pretoku prevladujoča eno-elektronski naboj ter kvantizacija energijskih nivojev. Primer takega pojava je Kondova resonanca. Za opazovanje tega pojava so sistemi molekula-kovina, kjer je spin in orbitalne prostostne stopnje preprosto nadzorovati z dobro določeno kemijo, skoraj idealni. To je razvidno iz dela skupine Liangvel, ki je Kondov efekt opazovala v enomolekulskih tranzistorjih, ki so bili tu za razliko od tistih zgoraj navedenih že v *mosfet* obliki (torej z izvorom, ponorom in vrati, s katerim se spreminja napetost v molekuli), sestavljenih iz divanadijeve V_2 molekule(+), ki je služila kot spinska nečistoča. Opazili pa so tudi, da je pojav reverzibilen z nastavljanjem napetosti na vratih, ki spreminja naboj in spin molekule.

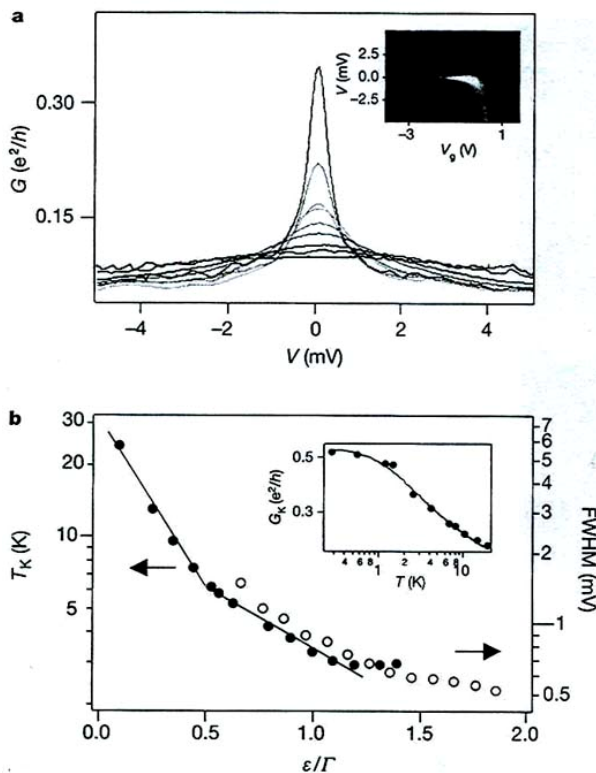
Pri opazovanjih te skupine so bila merjenja povečini usmerjena k močnemu prevodnostnemu vrhu, ki se pokaže, ko je razlika v napetosti med izviro in ponorom enaka nič. Zgoraj omenjeni pojav, s katerim se srečamo, Kondova resonanca, spada v skupino problemov velikega števila delcev, če smo bolj natančni je to mnogo-elektronski pojav. Najpreprosteje si jo lahko razložimo s primerom, ko imamo kvantno žico, kateri se spreminja

preseka (slika 12). V najširšem delu imejmo elektron s spinom $\frac{1}{2}$, ki bo tvoril par ne le z enim elektronom s spinom $-\frac{1}{2}$, temveč z vsemi elektroni, ki zasedajo do k_f oziroma ustrezajoče E_f . Dobljena valovna funkcija je tako seštevek vseh prispevkov teh novih stanj in je oblike: $\psi \propto \sum_k |\uparrow_d \downarrow_k - \downarrow_d \uparrow_k\rangle$. Pojav je razširjen preko celotnega stika, saj lokalizirano spinsko stanje žice interagira s celotnim »morjem« elektronov iz elektrode. Spin ujet v razširjenem delu pa služi kot krmilo, saj prepusti le elektrone z določeno energijo.



Slika 12 : Žica z razširjenim osrednjim delom (ter lokaliziranim spinskim stanjem \uparrow) in elektrodi ob straneh.

Podobno kot je prva skupina opravila poskus z v raztopini THF-ja pripravljenim benzeno-1,4-ditioatom, si je ta skupina pomagala z divanadijem v razredčenem metanolu, katerega usedline so nanesti na zlati mostiček. Kondojev vrh se pojavi le v enem delu spektra prevodnosti, pripisanemu V_2^+ , ki ga za zdaj še niso uspeli izolirati, vendar pričakujejo, da bo njegovo osnovno stanje spinski-dublet ($S=1/2$). Drugo področje pripada V_2^0 , ki ima $S=0$.



Slika 13 : Temperaturno odvisen prenos za D_3 a) Graf $G(U)$ z $V_g = -2,25V$ pri različnih temperaturah (K) $T=0.3, 1.0, 2.0, 3.1, 4.2, 6.3, 9.0, 14$ in 20 , b) Kondo temperatura in širina Kondo vrha narisani v odvisnosti od ϵ/Γ v logaritemski skali, kjer je ϵ energija lokaliziranega elektrona relativno merjeno v primerjavi z Fermijevim nivojem kovine in Γ je širina nivoja;

Zaključek njihovega poročila je ugotovitev, da se eno- V_2 tranzistorje lepo opiše z modelom Coulombove blokade in Kondove resonance, generirane s stanji V_2^+ iona. Poudarili pa so, da še veliko stvari ni jasnih. Položaj razlike v napetosti ni odvisen od V_g -ja, kar naj bi napeljevalo na neelastične tunelske pojave ter na to, da naj bi vzbujena elektronska in vibracijska stanja sodelovala pri prenosu elektronov.

Med skupinami, ki se še ukvarjajo s »nano« tranzistorji spada Parkova, ki trenutno preučuje področje eno-atomskih tranzistorjev. Za preučevanje tvorjenja parov molekula-elektroda so na primer ustvarili dve molekuli različnih dolžin z alkilnimi verigami, pritrjenimi na vsako stran. Sicer pa so preučevali tudi cianidni kompleks, ki je vseboval vanadijeve atome. Tranzistor so naredili z nalaganjem raztopine zgoraj navedenih molekul na režo širine 1-2 nm med zlatima elektrodama.

Poskus so opravljali pri 0.1K. Opazna je bila Coulumbova blokada, kar naj bi lepo kazalo, na to da je prevodnost posledica tuneliranja elektronov skozi kobaltov atom. Prav tako kot je Liangova skupina okoli napetosti nič ($V = 0$) na biasu opazila jamo, so to opazila tudi Parkovi skupini, ki je uspela velikost jame spreminjati linearno z napetostjo na vratih (tretja elektroda). Po meritvah je bilo tako mogoče razdeliti področja spreminjajoče se energijske jame pri padajoče stanjema Co^{3+} in Co^{2+} , kjer so preko tega, da se nekatera energijska stanja pri vklopu magnetnega polja razcepijo, skleпали o spinski degeneriranosti. Tako naj bi imel Co^{2+} $S = 1/2$, Co^{3+} pa $S = 0$.

5. ZAKLJUČEK

Čeprav za zdaj opravljeni eksperimenti še ne predstavljajo praktične naprave, ki bi se lahko uporabljala v elektronskih vezjih pri sobni temperaturi (oba novejša poskusa sta bila opravljena pri $T \sim 20\text{-}30\text{K}$), obljublja zanimiv razvoj nanoaparatur. Medtem naj bi natančen nadzor nad nabojem ter spinskim stanjem v bodoče omogočal preučevanje fundamentalnih procesov na nano skali, kar bi lahko močno vplivalo na razcvet nanotehnologije v bodoče.

6. LITERATURA IN VIRI

- [1] L.B. Kish, *Phy. Rev. A* **305** 144 (2002)
- [2] M.A.Reed *et al.*, Conductance of Molecular Junction. *Science* **278**, 252-253 (1997)
- [3] W.Liang *et al.*, Kondo resonance in a single-molecule transistor, *Nature* **417**, 725-728(2002)
- [4] B.J van Wees, H.van Houton *et al.*, L.P.Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon, Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas. *Phys.Rev.Lett.* **60**, 848-850 (1988)
- [5] T.Rejec, Transport elektronov v linearni nanostrokturi, *diplomsko delo*(Ljubljana,1997)