Цэгэн контактад цахилгаан дамжуулал квантлагдах боломж

Дамбасүрэнгийн Нанзадрагчаа[1], Даланбаярын Болормаа[2]

МУИС, Мэдээллийн Технологийн сургууль,

[1]Компьютер Мэдээллийн Технологийн тэнхим, nanzadragchaa@num.edu.mn

[2]Электроникийн тэнхим, bolormaad@num.edu.mn

Хураангуй – Макроскопик хэмжээст хоёр дамжуулагчийг гетеро шилжилттэй хагас дамжуулагч 2DEG (хоёр хэмжээст электрон хий) үеэр холбоход үүсэх цэгэн контактын гүйдлийг Ландауэр-Бюттикерийн загвар, баллистик дамжууллын онолыг ашиглан загварчиллаа. Уг загварт олон сувагт буюу “долгион зөөгч” тохиолдлыг авч үзсэн.

Түлхүүр үгс –хоёр хэмжээст электрон хий, мезоскопик хэмжээс, квантын цэгэн контакт, нано транзистор, харимхай эсэргүүцэл, баллистик дамжуулал, Ландауэр-Бюттикерийн загвар

I. Оршил

Орчин үеийн транзисторын сувгийн урт 40 нм орчим буюу хэдхэн зуун атомын хэмжээтэй болоод байгаа. Энэ хэмжээс макроскопик ба микроскопик хэмжээсийн заагт буюу мезоскопик хэмжээст харгалзана. Омын хууль ёсоор L урттай дамжуулагчийн эсэргүүцэл

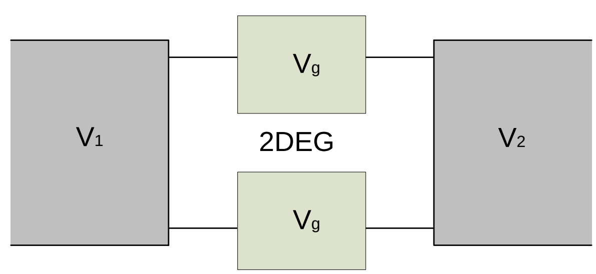
$$R \equiv \frac{V}{I} = \frac{\rho L}{A} \tag{1}$$

ба хувийн эсэргүүцэл ρ дамжуулагчийн хэмжээнээс хамаарахгүй зөвхөн материалын шинж чанараас л хамаарна. Эндээс харахад дамжуулагчийн уртыг маш бага хэдхэн атомын хэмжээтэй болговол эсэргүүцэл нь тэг болох уу гэсэн асуулт гарч ирнэ. Электроны хөдөлгөөн дулаан ялгаруулах ба геометрийн хэмжээс багасахад энэхүү дулааныг сарниулах талбай багасана. Дамжуулагч утсаар гүйж буй гүйдлийг сонгодог физикт цахилгаан орон үүсгэнэ гэж үздэг. Гэтэл дамжуулагч утсыг хүчдлийн үүсгүүрт холбоогүй байхад дамжуулагч утасны электронуудад атомуудын цөмийн үүсгэх хүчтэй орон үйлчилж байгаа ч тэнд цахилгаан гүйдэл гүйдэггүй. Орчин үеийн туршилтын нано электроникт тусгаарлагдсан молекулын цахилгаан гүйдлийг хэмжиж чадаж байгаа ч гадаад болон дотоод орны нөлөөг салган хэмжиж чадахгүй боломжгүй. Эдгээр асуултуудад микроэлектроникийн суурь ойлголт болох Больцманы статик хариулт өгч чадахгүй.

Эдгээр асуултад 1957 онд Ландауэрийн гаргасан “харимхай эсэргүүцэл” гэдэг ойлголтоор бүрэн хариулт өгөх боломжтой ба нано транзисторуудын туршилтуудаар энэ онол зөв болох нь батлагдсан [1-3]. Уг загвар нь цэнэг зөөгчид хоорондоо харилцан үйлчлэхгүй гэж үзэх ч энэ хялбаршуулсан арга N цэнэг зөөгчдийн харилцан үйлчлэлийг тооцон цахилгаан дамжууллыг бодох үндэс болдог.

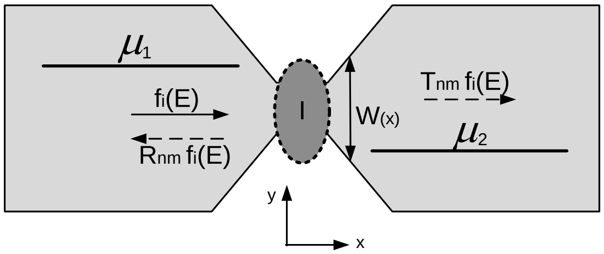
II. Квантын цэгэн контакт

Хоёр дамжуулагчийн контактын өргөн W маш бага буюу электроны долгионы урт λ_F-аас хэдхэн арав дахин их бол ийм контактыг цэгэн контакт гэдэг. Ийм контакт гетеро шилжилттэй хагас дамжуулагчаар хийгдсэн double gate-тэй транзисторуудад үүсдэг [4,5] ба зураг 1-д цэгэн контакт үүсгэх схемийг үзүүллээ. Gate-д V_g хүчдэл өгөхөд gate-ийн орчимд хагас дамжуулагчийн электронууд “түлхэгдэн” 2DEG-д электроны хөдөлгөөнийг y тэнхлэг дагуу хязгаарлана. Ингэж цэгэн контакт бий болно. Ийм контактын өргөний дагуу $\Psi[x, \pm W(x)/2] = 0$ гэсэн хязгаарын нөхцөл өгвөл зөвхөн W(x) өргөнтэй зурваст x тэнхлэг дагуу л электрон хөдлөх боломжтой болно.



Зураг 1. Double gate-тэй транзистор: V1, V2 – source drain-ий хүчдлүүд

Дээрх схемд цэгэн контактыг сарниулагч, цэгэн контактын 2 талыг харгалзан μ_L ба μ_R цахилгаан химийн потенциалтай электрон инжекцлэгч резервуарууд гэе. Энэ хярбаршуулсан нөхцөлд зураг 2-д үзүүлсэн Бюттикерийн баллистик транзисторын загварыг хэрэглэж болно.



Зураг 2. Gate-ийн хүчдлээр үүсэх цэгэн контакт: Tnm, Rnm харгалзан нэвтрэлт ба ойлтын коэффициент, I- сарнилын төв

Цэгэн контактад үүсэх гүйдлийг илэрхийлэх гол параметр нь электроноор дүүргэгдсэн болон электронгүй хоосон төлөвүүдийн нэгж энергид харгалзах төлөвийн нягт, цахилгаан химийн потенциал юм. Цэгэн контактад электрон хөдлөх чиглэл дагуу төлөвийн нягт тогтмол байна.

Чөлөөт гүйлтийн урт цэгэн контактын хэмжээнээс их эсвэл ойролцоо гэвэл хөндлөн чиглэлд электроны хөдөлгөөн квантлагдаж

$$\chi_n(x,y) = \sqrt{\frac{2}{W(x)}} sin\left(n\pi \frac{y+W(x)/2}{W(x)}\right) \qquad (2)$$

хөндлөн модтой болно [5]. Энэ тохиолдолд Шредингерийн тэгшитгэл

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(x,y,z)\right]\Psi(x,y,z) = E\Psi(x,y,z) \qquad (3)$$

хэлбэртэй байна. Энэ тэгшитгэлийн шийдийг $\Psi(x,y,z) = \chi(x,y)\exp{(ikx)}$ хэлбэрээр хайна.

(3)-ийн хязгаарын нөхцөл, потенциал нэг жигд биш ч харьцангуй алгуур өөрчлөгдөх ба хувийн утгын тэгшитгэл

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}(\partial_y^2 + \partial_z^2) + V(x,y,z)\right]\chi_n(x,y,z) = E\Psi(x,y,z) \qquad (4)$$

болж энерги хөндлөн чиглэлд квантлагдана.

III. 1D ДАМЖУУЛАГЧИЙН ГҮЙДЭЛ

Геометрийн хэмжээс нь фермийн долгионы урттай ойролцоо болоход гүйдлийн хэмжээний тухай ярих нь тохиромжгүй бөгөөд электроны шилжилтийг эхний төлөв, сарниулагч, эцсийн төлөв бүхий сарнилын онолоор тайлбарлах нь илүү тохиромжтой. Квант тээвэрлэлтийн хамгийн түгээмэл онол нь сарнилын матрицыг ашигласан Ландауэр-Бюттикерийн арга юм.

Энэ онолоор квази нэг хэмжээст дамжуулагчийн дамжуулал квант Холлын үзэгдлийн дамжууллаар илэрхийлэгдэнэ

$$G = \frac{2e^2}{h}\sum_{n,m} T_{nm} \qquad (5).$$

Энд T_{nm} нэг модоос нөгөө рүү электрон нэвтрэх магадлал юм [6].

Баруун ба зүүн резервуараас зэрэг электрон инжекцлэгдэх бол нийт гүйдэл

$$I = I_L + I_R = \frac{2e}{h}\int_{\mu_R}^{\mu_L} dE T(E) \qquad (6)$$

болох ба энэ гүйдэлд зөвхөн ганц талаасаа дүүргэгдсэн төлөвийн электронууд л оролцоно.

Хэрэв $V \to 0$ гэвэл дамжуулал

$$G = \frac{2e^2}{h}\sum_n T_n(E_F) \qquad (7)$$

буюу суваг бүрийн нэвтрэх коэффициентоос хамаарах болно. “Нээлттэй” сувгийн хувьд $T_{nm} = \delta_{nm}$ тул дамжуулал

$$G = NG_0, \qquad N = \sum_n \theta(E_F - E_n) \qquad (8)$$

болох ба энд N- нээлттэй сувгийн тоо, θ- Хэвисайдын функц. Эндээс сарнилгүй тохиолдолд энергийн интервал бүр ижил хэмжээний гүйдэлтэй нь харагдана.

IV. КВАНТЫН ЦЭГЭН КОНТАКТЫН МАТЕМАТИК ЗАГВАР

Цэгэн контактын гүйдлийг загварчлахдаа цэгэн контактын хэлбэрийг у тэнхлэгийн дагуу [7]- д өгөгдсөнтэй ижил дараах өгөгдсөн хамаарлаар илэрхийлэгдэнэ гэж үзье

$$W(x) = \frac{W_0}{L}\sqrt{x^2 + L^2} \qquad (9).$$

Тэгвэл идэвхтэй потенциал

$$U_n(x) = \frac{\hbar^2\pi^2L^2n^2}{2mW_0^2(x^2+L^2)} \approx U_n(0) - \frac{m}{2}\Omega_n^2 x^2 \qquad (10)$$

болно.

Энд $U_n(0) = E_n$, $\Omega_n = \frac{\hbar\pi n}{mWL}$.

(10) хэлбэртэй барьерыг электрон давах магадлалыг Кемблийн илэрхийллээр өгч болно [8,9]

$$T_n(E) = \frac{1}{exp[2\pi(E_n - E)/(\hbar\Omega_n] + 1} \qquad (11).$$

.

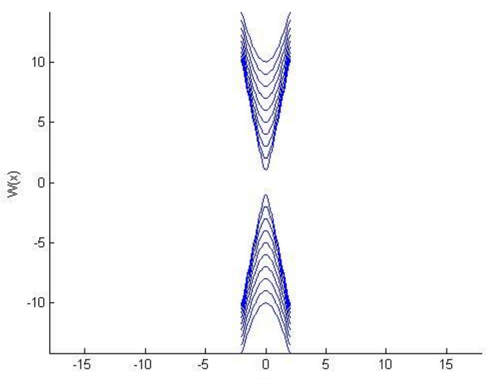
Баллистик дамжууллын үед харимхай сарнилгүй ч T=1 байхад харимхай эсэргүүцлийн загварыг тэгш хэмтэй гэж үзвэл баллистик дамжуулагч дээр хүчдлийн уналт байхгүй харин резервуар-сарнилын төв контактууд дээр хүчдэл Шарвины квантын эсэргүүцэлтэй ижил

$$R_S = \frac{h}{4e^2} \qquad (12)$$

эсэргүүцэлд харгалзах хүчдэл унана. Энэ эсэргүүцэл зөвхөн резервуар-сарнилын төв контактад л үүснэ.

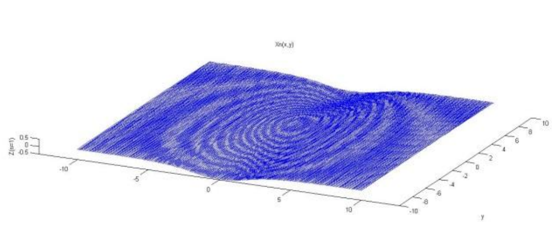
V. ЦЭГЭН КОНТАКТЫН ГҮЙДЛИЙН ЗАГВАРЧЛАЛЫН ҮР ДҮН

Gate-ийн хүчдлээр хязгаарлагдсан электрон зөвхөн W(x) зайд л хөдлөх боломжтой ба зураг 3-д (9) хамаарлаар өгөгдсөн цэнэг контактын хана цэгэн контактын хэмжээнээс яаж хамаарахыг үзүүллээ.



Зураг 3. Өгөгдсөн контактын ханын хэмжээ ба дамжуулал үүсэх боломжтой цонхны хамаарал

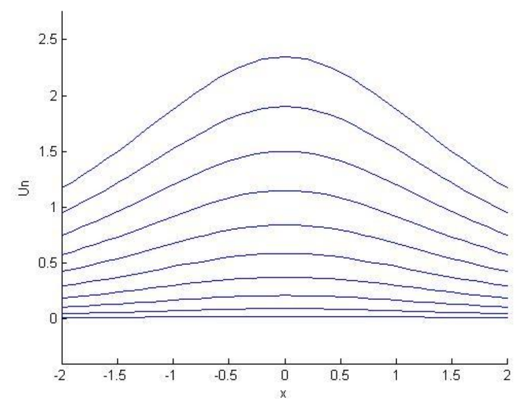
Энэ контактын нээгдэх өнцөг $\alpha = 2\arctan\left(W_0/2L\right)$ байна. Дамжуулал $\alpha \gg 1/\pi^2$ байхад л квантлагдана.



Зураг 4. 2DEG дэх хөндлөн модын тархалт

n дугаартай хөндлөн модтой долгионы функцтэй электроны хөдөлгөөний хагас урт цэгэн контактын өргөнд бүхэл тоон удаа багтах хэмжээнд контакт нарийсна. Зураг 4-д хөндлөн модын тархалтыг үзүүллээ.

Зураг 5-д eV- оор илэрхийлсэн цэнэг контактын ханын нөлөөгөөр үүсэх идэвхтэй потенциалыг харуулсан ба x=0 буюу дамжууллын цонхны оройд энэ потенциал бараг квадрат хамааралтай байна.



Зураг 5. Контактын ханын төлөөгөөр үүсэх идэвхтэй потенциал

Энэ потенциалын утга Фермийн энергийн утгаас бага байх дамжууллын сувгийн хувьд л электроны туннелийн үзэгдэл явагдах боломжтой.

VI. ДҮГНЭЛТ

Суваг нээгдэх буюу контактын цонх үүсэх өнцөг квантын цэгэн контактын ханын хэлбэрээс хамааралтай байна. Энэ ханын хэлбэрийг өөрчлөн нээлттэй сувгийг ихэсгэх боломжтой.

(11)-ээс харахад дамжуулал квантлагдахын тулд алхмын хэмжээ буюу $\hbar\Omega_n/(2\pi)$ аль болох бага байх хэрэгтэй. Энэ алхам хүчдлийн өөрчлөлтийн алхмаас бага байхад дамжуулал квантлагдана. Дамжуулал квантлагдах нэг нөхцөл нь цэгэн контактын хэмжээний харьцаа ба $\frac{W}{L} \gg 0{,}051$ байхад илүү сайн квантлагдана.

Дамжууллын суваг нийлэх боломжийг уг өгүүллийн хүрээнд авч үзээгүй ба ойлтын коэффициентийг маш бага гэж үзэхэд дамжуулал квантлагдсанаас үүсэх флуктуац сайн ажиллагдана.

Ишлэл

[1] S. N. Evangelou. On the critical level curvature distribution// New J. Phys. 6 (2004)

[2] Landauer Rolf. Electrical resistance of disordered onedimensional lattices // Philos. Mag. – 1970. – V. 21. – pp. 863 – 867.

[3] Landauer Rolf. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // J. Math. Phys. – 1996. – V. 37, N 10. – P. 5259.

[4] van Wees B J et al. Phys. Rev. Lett. 60 848 (1988)

[5] Wharam D A et al. J. Phys. C 21 L209 (1988)

[6] Economou E N, Soukoulis CMPhys. Rev. Lett. 46 618 (1981)

[7] Лесовик Г.Б., Садовский И.А. “Описание электронного транспорта с помощью матриц рассечния” УФН. 181, 10

[8] Kemble E C Phys. Rev. 48 549 (1935)

[9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика: Нерелявистская теория. М.:Физматлит, 2004