

Raport științific

privind implementarea proiectului PN-III-P4-ID-PCE-2016-0122, cu titlul *Nanostructuri pentru calcul cuantic și plasmonic* în perioada iulie – decembrie 2017

În cadrul proiectului, etapa aferentă anului 2017 s-a axat pe realizarea activităților

A1.1: Dezvoltarea unui algoritm de calcul pentru investigarea nanostructurilor balistice cu configurații arbitrare prin extinderea algoritmului de calcul dezvoltat în centrul MDEO pentru a putea fi folosit la tratarea nanostructurilor balistice cu secțiuni neuniforme și/sau curburi, și

A1.2: Dezvoltarea unei configurații balistice pentru implementarea circuitelor cuantice folosind biți cuantici de tip joncțiune Y prin aplicarea algoritmului dezvoltat în cadrul activității A1.1 la o joncțiune de tip Y și găsirea unor configurații potrivite pentru implementarea porților logice în nanostructuri balistice.

În ceea ce privește ultima activitate, ne-am concentrat asupra implementării unui algoritm cuantic, mai precis asupra implementării transformatei Fourier. Rezultatele obținute sunt detaliate în continuare.

Dezvoltarea unui algoritm de calcul pentru investigarea nanostructurilor balistice cu secțiuni neuniforme și/sau curburi. Aplicarea algoritmului la o joncțiune de tip Y

Sistemul analizat în cadrul etapei 2017 al prezentului proiect este o nanopanglică (nanoribbon) de grafenă, cu marginile pasivate cu hidrogen, în geometrie de tip joncțiune Y cu 3 terminale (vezi Fig. 1). Interesul pentru această structură este motivat de faptul că poate implementa biți cuantici (qubiți) de poziție, o funcție de undă incidentă în terminalul 1 divizându-se în două funcții de undă în terminalele 2 și 3, funcția de undă la ieșire putând fi considerată ca o suprapunere cuantică a funcțiilor de undă din terminalele 2 și 3: $a|0\rangle + b|1\rangle$, cu $|a|^2 + |b|^2 = 1$, unde stările logice cuantice $|0\rangle$ și $|1\rangle$ corespund funcțiilor de undă electronice care se propagă în terminalul 2 și, respectiv, 3. Astfel, joncțiunea de tip Y generează stările cuantice de intrare pentru o multitudine de porți logice și algoritmi cuantici [1,2], studiul detaliat al transmisiei electronilor balistici între terminalele structurii din Fig. 1 fiind deosebit de importantă în proiectarea unor configurații logice bazate pe nanopanglici (nanoribbons) din grafenă. Deși o joncțiune de tip Y poate implementa stări logice cuantice și în alte materiale în regim de transport balistic, de exemplu într-un gaz bidimensional de electroni (2DEG), ne concentrăm atenția asupra grafenei datorită lungimii mari a drumului liber mediu (distanța medie parcursă între două ciocniri) în acest material [3].

În cazul unei structuri simetrice, cum este cea din Fig. 1, un fascicul de electroni incident din terminalul 1 va fi transmis cu egală probabilitate către terminalele 2 și 3, ceea ce implică $T_{12} = T_{13}$, unde T_{ij} , $i, j = 1, 2, 3$ reprezintă coeficientul de transmisie al unui fascicul de electroni balistici incident din terminalul i către terminalul j . În consecință nu este posibilă decât implementarea unei stări logice cuantice de tipul $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$, ceea ce limitează funcționalitatea unor circuite logice. Obiectul studiului care urmează este investigarea posibilității implementării unor stări logice cu $a \neq b$ prin aplicarea unui câmp electric transversal pe direcția y în regiunea de divizare a fasciculului (vezi Fig. 1). Experimente și studii numerice anterioare au evidențiat posibilitatea modificării coeficienților a și b în cazul unui 2DEG ce satisface ecuația Schrödinger [4,5].

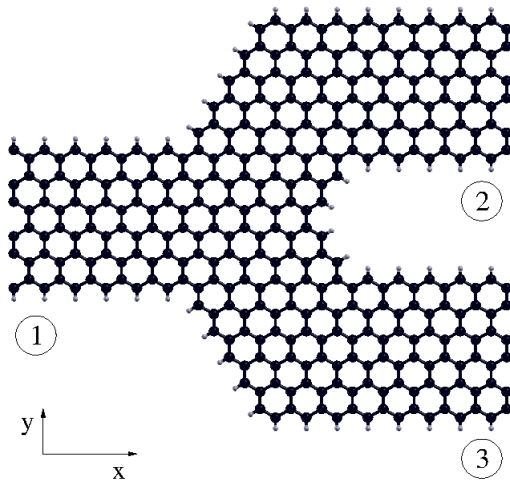


Fig. 1

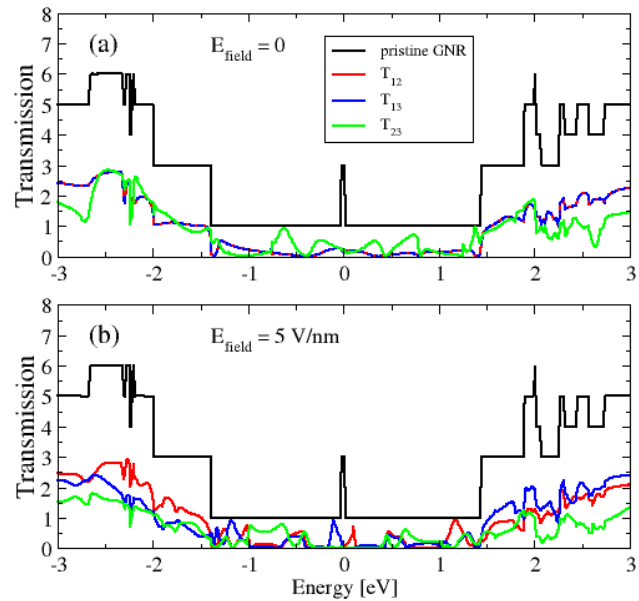


Fig. 2

Studiul realizat în cadrul acestui proiect a analizat transportul balistic în structuri de tip Y din perspectivă atomistică, utilizând teoria funcționalei de densitate (DFT). Funcțiile de transmisie au fost calculate folosind formalismul NEGF (non-equilibrium Green's function) [6] implementat în TRANSIESTA, un modul al pachetului software SIESTA. În această abordare, funcțiile de bază sunt strict localizate (orbitali atomici numerici cu suport finit), ceea ce permite investigarea unor sisteme relativ mari, de sute, până la câteva mii de atomi, spre deosebire de implementări care utilizează unde plane. În același timp, o abordare atomistică este mai potrivită decât o tratare de tip mediu continuu care satisface ecuația Dirac în nanopanglici foarte subțiri în care efectele de margine sunt importante.

Pentru studiul transmisiei prin structura din Fig.1 se consideră că terminalul 1 este menținut la potențialul $V_1 = V$, în timp ce pentru terminalele 2 și 3 considerăm $V_2 = V_3 = 0$. În primul exemplu au fost analizați coeficienții de transmisie totali (sumându-se pe toate canalele deschise) în absența și în prezența câmpului electric E_{field} aplicat pe direcția y , în condițiile în care $V = 0$. Rezultatele pentru T_{12} , T_{13} și T_{23} sunt prezentate în Fig. 2(a) și, respectiv, Fig. 2(b) în funcție de energia E a electronilor balistici incidenti, fiind indicată, de asemenea, cu linie neagră și transmisia pentru o panglică de grafenă ideală cu aceeași lățime. După cum ne așteptam, $T_{12} = T_{13}$ în absența câmpului electric E_{field} , terminalele 2 și 3 fiind echivalente în acest caz (vezi Fig. 2(a)). Pe de altă parte, la aplicarea câmpului electric E_{field} , a cărei valoare a fost considerată 5 V/nm în exemplul din Fig. 2(b), se constată o diferențiere a T_{12} și T_{13} , observându-se un maxim de o parte și de alta a nivelului Fermi (corespunzător energiei $E = 0$) pentru transmisiile pe cele două ramuri. Din Fig. 2(b) se constată și o modificare a T_{23} la aplicarea câmpului electric transversal, dar acest coeficient de transmisie nu va face obiectul unui studiu detaliat în continuare, pentru implementarea unor stări logice cuantice fiind de interes doar coeficienții de transmisie T_{12} și T_{13} .

Pentru a investiga modularea diferenței între coeficienții de transmisie/curenții măsurați între terminalele 1 și 2, și respectiv 1 și 3, am reprezentat în Fig. 3 cei doi coeficienți de transmisie relevanți pentru diferite valori ale E_{field} în intervalul 1-10 V/nm, pentru $V = 0$. Se observă că în limita câmpurilor transversale mici T_{12} și T_{13} sunt similare, fiind identice pentru $E_{field} = 0$, dar odată cu creșterea câmpului electric transversal T_{12} și T_{13} dobândesc un comportament în antifază în jurul nivelului Fermi: creșterea uneia dintre transmisiile la o energie E se face în paralel cu descreșterea celeilalte și invers.

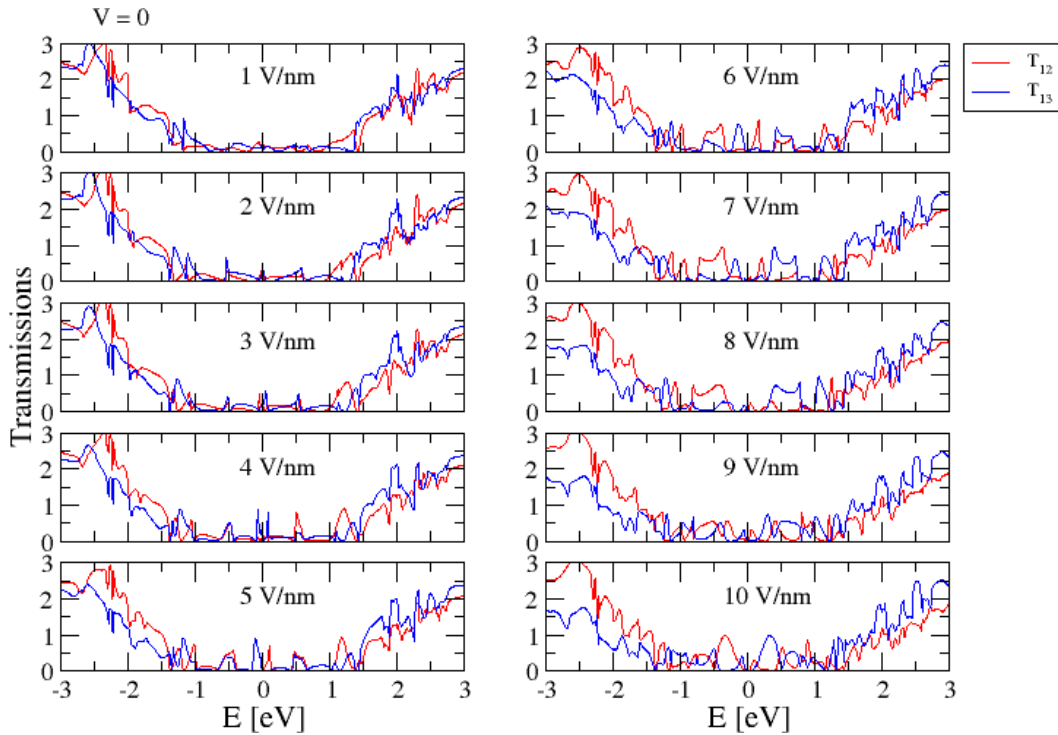


Fig. 3

Aplicând o diferență de potențial finită între terminalele 1 și 2, respectiv 1 și 3, de exemplu $V = 0.5$ V, se poate evalua modificarea diferenței între curenții I_1 și I_2 măsați la terminalele 2 și 3 în funcție de câmpul electric transversal aplicat. Curenții sunt determinați cu ajutorul relației Landauer-Büttiker, pornind de la coeficienții de transmisie. În Fig. 4 sunt reprezentați curenții în cele două terminale în funcție de câmpul electric transversal aplicat. Se observă comportamentul nemonoton al celor doi curenți, diferența între ei anulându-se la o valoare $E_{field} = 6$ V/nm, în timp ce un câmp moderat $E_{field} = 0.23$ V/nm induce o diferențiere semnificativă a curenților în cele două terminale, același efect observându-se în limita câmpurilor transversale foarte mari. Acest comportament poate fi înțeles prin interferențe în plan transversal ale funcțiilor de undă în cele 3 terminale ale dispozitivului, posibile datorită regimului de transport balistic.

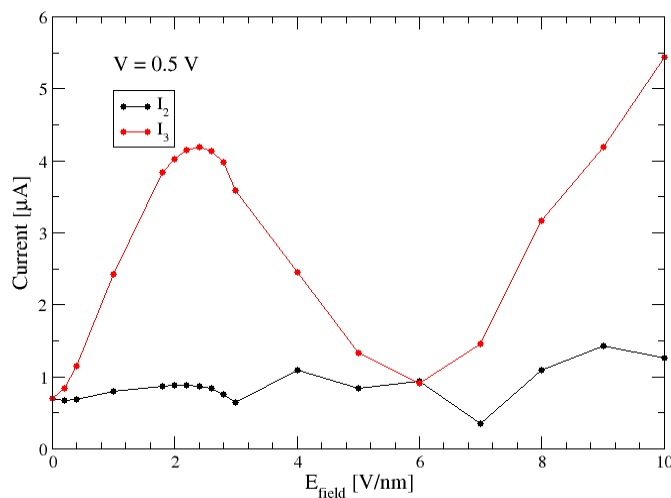
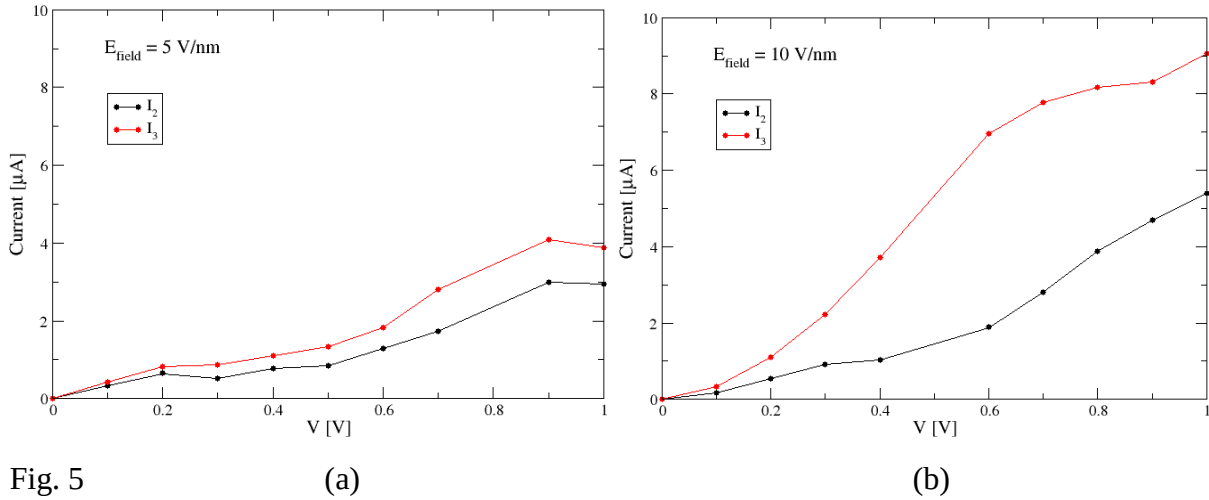


Fig. 4

Valoarea tensiunii aplicate între terminalele 1-2, respectiv 1-3 poate de asemenea influența diferența între curenții I_1 și I_2 , după cum sugerează dependențele curent-tensiune din Fig. 5(a) și 5(b), corespunzând unor câmpuri transversale de 5 V/nm și respectiv 10 V/nm. Din aceste

figuri rezultă că raportul I_3/I_2 este supraunitar pe întreaga plajă de tensiuni considerată, însă depinde de valoarea E_{field} , fiind mai mare pentru câmpuri transversale mari, în acord cu Fig. 4. Rezultatul neașteptat este că, și în acest caz, raportul I_3/I_2 depinde neuniform de tensiune, având o valoare maximă pentru $V = 0.6$ V în cazul în care $E_{field} = 10$ V/nm. Acest comportament poate fi înțeles prin modularea potențialului pe direcția x cu tensiunea aplicată, modulare ce influențează interferența funcțiilor de undă din cele 3 terminale.



În concluzie, un câmp electric transversal are un efect de comutare a curentului între cele doua ramuri ale joncțiunii de tip Y; ramura joncțiunii în care curentul poate fi mai mare este determinată de sensul câmpului electric transversal, rolurile terminalelor 2 și 3 inversându-se cu schimbarea sensului câmpului. Raportul celor doi curenți nu este monoton ca funcție de câmpul electric transversal aplicat și nici ca funcție de tensiunea aplicată, existând o valoare/valori optime pentru maximizarea efectului.

O altă posibilitate de a induce o diferență între coeficienții de transmisie/curenții în cele două terminale de ieșire a unei joncțiuni Y este folosirea unor joncțiuni asimetrice, cum este cazul celor prezentate în figurile 6(a) și 6(b), numite în continuare joncțiuni asimetrice cu ramură îngustă (thin branch) și respectiv largă (thick branch).

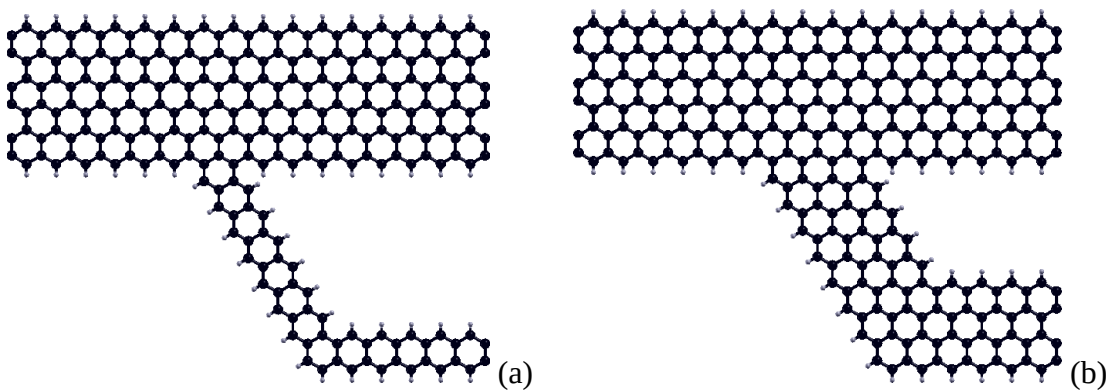


Fig. 6

Dependența coeficienților de transmisie corespunzători de energia electronilor balistici este indicată în Fig. 7. Se observă că, în cazul joncțiunii cu ramură îngustă, transmisia T_{12} este apropiată de transmisia ideală, în timp ce T_{13} este semnificativ redusă. Apariția minimelor în T_{12} este consecința transportului rezonant/interferențelor între funcțiile de undă în cele 3 ramuri ale joncțiunii. Aceste minime se largesc pe măsură ce cuplajul ramurii laterale crește (cazul thick branch), concomitent cu diminuarea coeficientului de transmisie T_{12} .

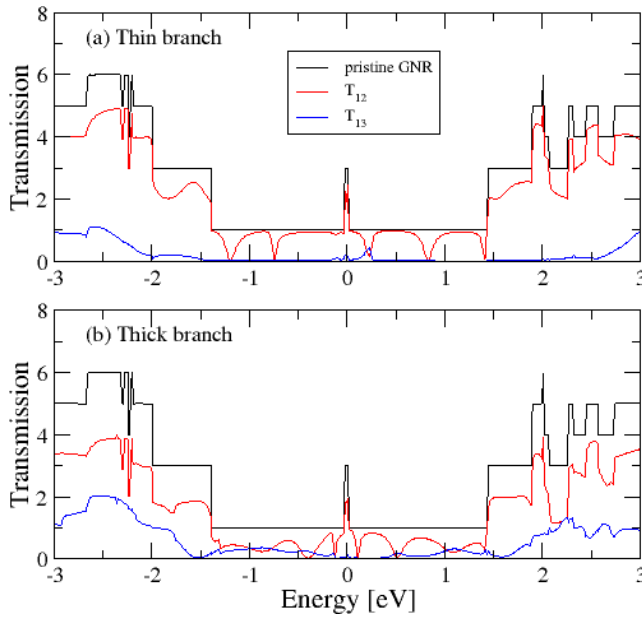


Fig. 7

Este important de menționat că, pentru anumite energii ale electronilor incidenti, T_{12} sau T_{13} sunt nule atât în cazul joncțiunilor simetrice în prezența câmpului electric transversal (vezi Fig. 3) cât și în cazul joncțiunilor asimetrice (vezi Fig. 7), condiție pentru funcționarea optimă a porților logice cuantice de tip NOT și CNOT [1]. Condiția $T_{12} = 0$ sau $T_{13} = 0$ pentru o anumită energie E a electronilor incidenti, modificabilă via o tensiune de poartă, poate fi realizată în primul caz prin variația E_{field} , ceea ce presupune fabricarea a doi electrozi adiționali în planul joncțiunii, iar în al doilea caz prin alegerea corespunzătoare a configurației geometrice.

Rezultatele originale obținute prin simularea atomistică a transportului de sarcină în regim balistic prin joncțiuni de tip Y în grafenă sunt în curs de finalizare pentru a fi trimise spre publicare (A1).

Dezvoltarea unei configurații pentru implementarea transformatei Fourier cuantice discrete în nanostructuri balistice

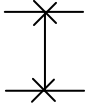
În cadrul unui articol care a precedat prezentul proiect [1] am propus implementări ale unor porți logice bazate pe grafenă, deoarece acest material posedă cel mai lung drum liber mediu, și deci permite realizarea unor circuite/porți logice care funcționează în regim balistic (transport coerent/fără ciocniri a purtătorilor de sarcină). Pentru circuite logice de interes practic este necesară însă implementarea unor algoritmi, care pot fi realizați în general sub forma unor succesiuni de porți logice. O astfel de implementare presupune că drumul liber mediu în material este mai lung decât dimensiunea circuitului, condiție care limitează numărul de porți logice ce pot fi implementate succesiv.

În cadrul proiectului ne-am concentrat asupra implementării unui algoritm, și anume a transformatei Fourier discrete (TFD) cuantice, transformată care intră și în componența altor algoritmi cuantici, cum ar fi algoritmul Shor. TFD cuantică aplicată unei stări n -qubit este definită ca

$$F : \sum_{j=0}^{N-1} x_j |j\rangle_n \rightarrow \sum_{k=0}^{N-1} y_k |k\rangle_n \quad (1)$$

și poate fi obținută cu ajutorul succesiunii de porți logice Hadamard H, porți de rotație condiționale reprezentate prin matrici de tipul

$$R_k = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(2\pi i / 2^k) \end{pmatrix} \quad (2)$$

și porți SWAP reprezentate prin  conform circuitului din Fig. 8 [7].

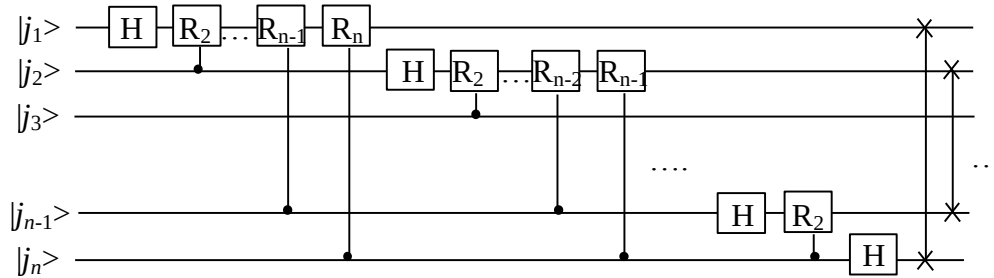


Fig. 8

Circuite cuantice de tip Hadamard și porți de rotație condiționale pot fi implementate cu nanopanglici de grafenă bazate pe joncțiuni de tip Y, prin alegerea corespunzătoare a lungimii regiunilor de interferență L_H și L_R . Modul de funcționare al acestor porți este detaliat în [1], iar simulările joncțiunii Y prezentate mai sus sunt esențiale pentru a găsi condițiile de funcționare optime ale acestor porți.

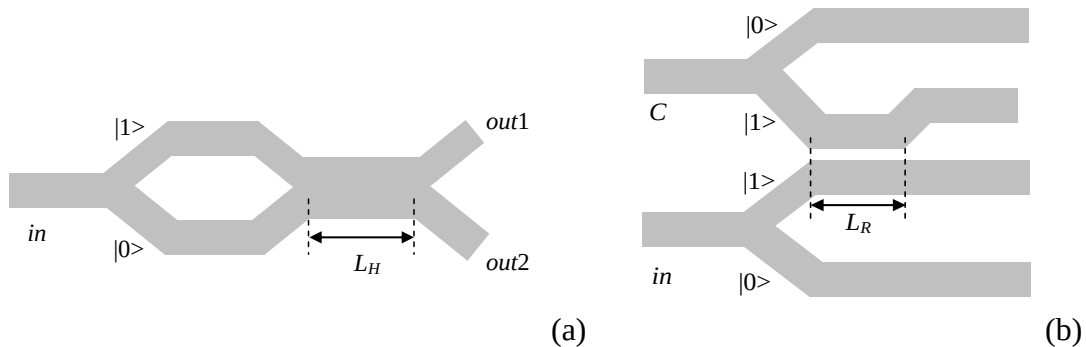


Fig. 9

(a)

(b)

Un circuit care să realizeze TFD cuantică presupune deci cuplarea unor porți Hadamard și de rotație condiționale conform Fig. 8, porțile SWAP putând eventual să lipsească dacă qubiții de ieșire sunt reinterpretați/redenumiți corespunzător. Circuitul rezultat, pe lângă complexitate, este și relativ lung, chiar dacă numărul qubiților de intrare nu este mare, ceea ce impune constrângeri asupra materialului și a temperaturii de funcționare. O astfel de soluție pentru implementarea TFD, deși posibilă, nu este fezabilă experimental. Din acest motiv am considerat că este mult mai eficientă realizarea TFD a unei funcții de undă electronice cuantice direct, fără o descompunere în porți logice componente. Mai precis, am imaginat o configurație care realizează transformata Fourier continuă a funcției de undă, configurație care poate apoi fi discretizată dacă se dorește implementarea TFD în nanostructuri.

Transformata Fourier a unei funcții $\psi(x)$ este un caz particular, corespunzător $\alpha = \pi / 2$, al transformatei Fourier fracționare (TFF) de ordin α , definită ca [8]

$$F_\alpha \psi(x') = \sqrt{\frac{\exp[i(\pi/2 - \alpha)]}{2\pi \sin \alpha}} \int \psi(x) \exp\left(-i \frac{x^2 + x'^2}{2 \tan \alpha} + i \frac{xx'}{\sin \alpha}\right) dx. \quad (3)$$

Metoda de implementare a TFF pentru electroni balistici pe care am propus-o în acest proiect se bazează pe analogia între câmpul electromagnetic clasic și funcția de undă a electronilor balistici [9] precum și pe faptul că TFF în optică se poate realiza într-un ghid de undă cu un indice de refracție gradat (GRIN-graded index medium), $n(x)$, care variază pătratic în funcție de coordonata transversală [8,10]. Ca atare, o TFF de ordin variabil poate fi realizată într-un 2DEG sau în grafenă asupra căruia se aplică, prin intermediul unei tensiuni de poartă, un potențial care depinde pătratic de variabila x : $U_G(x) = U_0 + \gamma x^2$, unde al doilea termen poate fi considerat o perturbare a primului. În primul caz, funcția de undă $\Psi(x, y) = \psi(x) \exp(iky)$ a electronilor cu masă efectivă m care se propagă cu constanta de propagare k pe direcția y este o soluție a ecuației Schrödinger independentă de timp:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + U_G(x) - E \right] \Psi = 0 \quad (4)$$

Ecuția de mai sus este similară cu ecuația Helmholtz

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 n^2(x) \right) E(x, y) = 0, \quad k_0 = \omega / c \quad (5)$$

satisfăcută de o câmpul electric al unei unde electromagnetice $E(x, y) = E(x) \exp(iky)$ cu frecvența ω , care se propagă pe direcția y într-un mediu de tip GRIN cu $n(x) = n_0 - n_1 x^2 / 2$, unde al doilea termen este mult mai mic decât primul. Știind că mediul gradat realizează o TFF de ordin α a câmpului incident după o distanță de propagare $L_\alpha = \alpha \sqrt{n_1 / n_0}$ [8,10], putem afirma că potențialul indus de electrodul de poartă realizează TFF de ordin α după o distanță de propagare în 2DEG egală cu

$$L_\alpha = \alpha \sqrt{(E - U_0) / \gamma} \quad (6)$$

În ambele cazuri traiectoria electronului balistic/câmpului electromagnetic este periodică, poziția x și tangenta la traiectorie θ într-un plan $y = \text{const.}$ evoluând față de parametrii corespunzători în planul $y = 0$ (indexați cu 0) ca:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(Ay) & \frac{\sin(Ay)}{A} \\ -A \sin(Ay) & \cos(Ay) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

cu $A = \sqrt{n_1 / n_0}$ în cazul optic și $A = \sqrt{(E - U_0) / \gamma}$ în cazul electronilor din 2DEG.

Dacă potențialul pătratic este aplicat unui strat de grafenă, în care funcția de undă spinorială $\Psi^T = (\psi_1, \psi_2)$ care se propagă după direcția y cu constanta de propagare k satisface ecuația

$$\hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & -i \frac{\partial}{\partial x} - ik \\ -i \frac{\partial}{\partial x} + ik & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = (E - U_G) \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (8)$$

unde $v_F \cong c/300$ este viteza Fermi, se poate arăta că fiecare dintre cele două componente ale spinorului este soluție a

$$\left[\hbar^2 v_F^2 \left(-\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) - [E - U_G(x)]^2 \right] \psi_{1,2} = 0, \quad (9)$$

realizându-se și în acest caz TFF de ordin α după o distanță de propagare

$$L_\alpha = \alpha \sqrt{(E - U_0)/2\gamma} \quad (10)$$

Această distanță de propagare este de $\sqrt{2}$ ori mai mică decât cea necesară pentru a obține un efect similar în cazul unui 2DEG, fiind o manifestare a fazei Berry în acest material [11]. Traectoria purtătorilor de sarcină este și în acest caz periodică, descrisă de ecuația (7) cu $A = \sqrt{(E - U_0)/2\gamma}$

O distribuție parabolică a potențialului de poartă poate fi realizată cu ajutorul unui electrod de poartă neplanar, convex sau concav, ca cei reprezentați în Fig. 10. Arii de electrozi cu geometrie convexă sau concavă au fost fabricate pe substraturi flexibile [12], în timp ce electrozi individuali neplanari cu topografii complexe la scară nanometrică au fost realizați prin tehnici litografice [13].

Deoarece $\gamma > 0$, configurația din Fig. 10(a) realizează TFF pentru potențiale U_G negative, iar din cea Fig. 10(b) pentru potențiale U_G pozitive, ultima configurație asigurând o lungime necesară L mai scurtă pentru implementarea TFF cu un α dat.

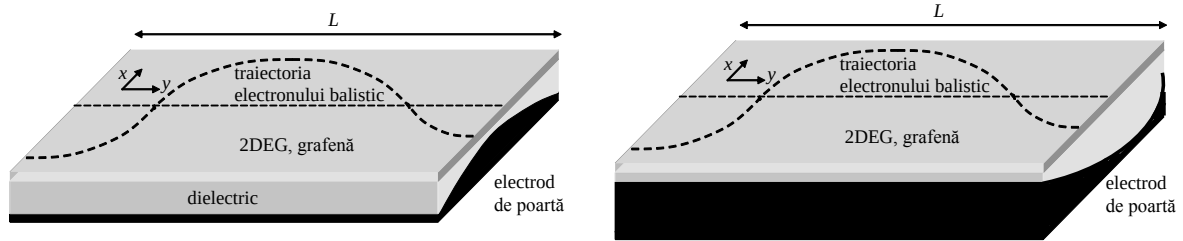


Fig. 10

(a)

(b)

O altă soluție, mai simplă din punct de vedere tehnologic, este realizarea unui electrod de poartă segmentat, compus din mai multe fâșii metalice de lățimi egale sau variabile, așa cum se arată în Fig. 11(a) și respectiv 11(b); distanța între electrozi, d , se consideră a fi constantă.

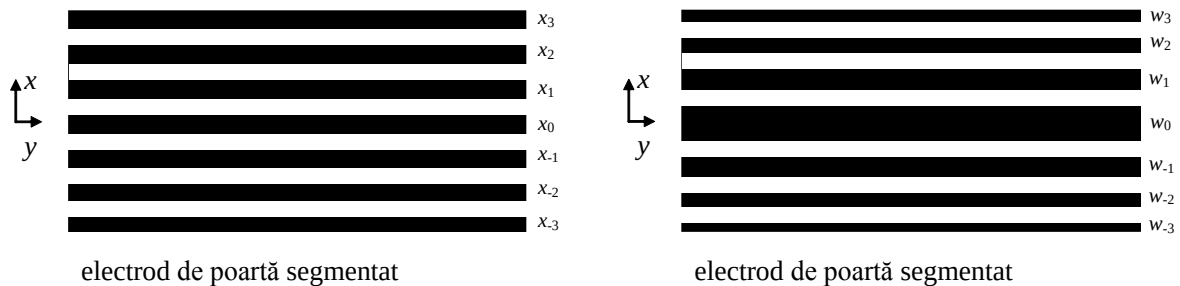


Fig. 11

(a)

(b)

În primul caz electrozii metalici de lăţimi egale trebuie să poată fi contactaţi independent, iar tensiunea de poartă aplicată electrodului n , al cărui centru are coordonata x_n trebuie aleasă astfel încât să inducă un potenţial $U_n = U_G(x_n)$ în condiţiile în care d este mic, sau

$$U_n(x_n + d) = \int_{x_n - d}^{x_n + d} (U_0 + \gamma x^2) dx \quad (11)$$

dacă d nu poate fi neglijat. În al doilea caz se poate implementa un potenţial parabolic cu un electrod segmentat în care toate segmentele sunt conectate la/supuse aceleiaşi tensiuni de poartă care induce un potenţial U dacă lăţimea electrodului n , w_n , este aleasă astfel încât

$$U(x_n + d) = \int_{x_n - d}^{x_n + d} (U_0 + \gamma x^2) dx \quad (12)$$

unde coordonata x_n a centrului electrodului n satisface relaţia $x_{n+1} = x_n + d + (w_n + w_{n+1})/2$. Ecuaţiile (11) şi (12) exprimă faptul că potenţialul mediu este acelaşi într-un electrod sementat şi într-unul continuu [14].

Potenţialul parabolic $U_G(x) = U_0 + \gamma x^2$ poate deci genera TFF de ordin α după o distanţă de propagare L_α pentru funcţia de undă a electronilor balistici într-un 2DEG sau în grafenă. În particular, transformata Fourier continuă este obţinută după distanţa de propagare $L_{\pi/2}$ iar TFD poate fi generată discretizând atât funcţia de undă de la intrare cât şi cea de la ieşire, după cum se sugerează în Fig. 12.

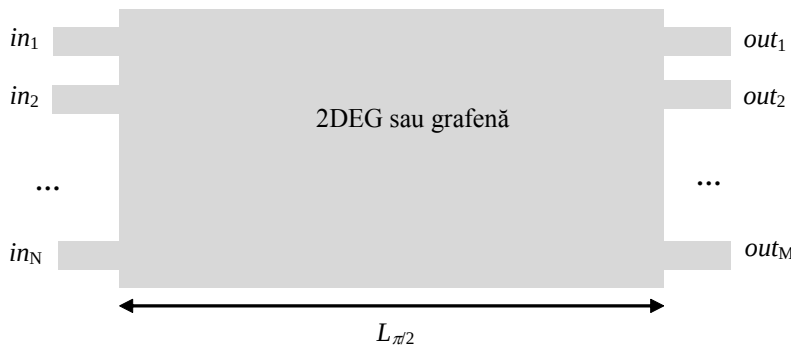


Fig. 12

Rezultatele originale privind implementarea TFF de ordin α a unei funcţii de undă electronice în 2DEG sau grafenă sunt trimise spre publicare (A2).

Referinţe

- [1] D. Dragoman, M. Dragoman, J. Appl. Phys. **119**, 094902 (2016).
- [2] D. Dragoman, M. Dragoman, Nanotechnology **26**, 485201 (2015).
- [3] A.S. Mayorov, R.V. Gorbachev, S.V. Morozov, L. Britnell, R. Jail, L.A. Ponomarenko, K.S. Novoselov, K. Watanabe, T. Taniguchi, A.K. Geim, Nano Lett. **11**, 2396 (2011).
- [4] T. Palm, L. Thylén, Appl. Phys. Lett. **60**, 237 (1992)

- [5] G.M. Jones, C.H. Yang, M.J. Yang, Y.B. Lyanda-Geller, Appl. Phys. Lett. **86**, 073117 (2005).
- [6] G.A. Nemneș, C. Vișan, A. Manolescu, J. Mater. Chem. C **5**, 4435 (2017).
- [7] F.L. Marquezino, R. Portugal, F.D. Sasse, J. Comput. Appl. Math. **235**, 74 (2010).
- [8] H.-Y. Fan, Y. Fan, Commun. Theor. Phys. **39**, 97 (2003).
- [9] D. Dragoman, M. Dragoman, Prog. Quantum Electron. **23**, 131 (1999).
- [10] D. Mendlovic, H.M. Ozaktas, A.W. Lohmann, Appl. Opt. **33**, 6188 (1994).
- [11] K.S. Novoselov, E. McCann, S.V. Morozov, V.I. Fal'ko, M.I. Katsnelson, U. Zeitler, D. Jiang, F. Schedin, A.K. Geim, Nature Phys. **2**, 177 (2006).
- [12] Z. Xiang, J. Liu, C. Lee, Microsyst. Nanoeng. **2**, 16012 (2016).
- [13] F. Yesilkoy, V. Flaud, M. Rügge, B.J. Kim, J. Brugger, Nanoscale **8**, 4946 (2016).
- [14] V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov, J. Opt. **15**, 125706 (2013).

Articole în curs de finalizare/trimise spre publicare în reviste cotate ISI în 2017

A1: G. Nemneș, T.L. Mitran, D. Dragoman – Ab initio investigations of ballistic graphene Y-junctions in transversal electric field, în curs de finalizare pentru a fi trimis spre publicare la J. Appl. Phys.

A2: D. Dragoman – Tunable fractional Fourier transform implementation of electronic wavefunctions in atomically thin materials, trimis spre publicare la Nanotechnology

Director proiect,

Prof.univ.dr. Daniela Dragoman