

(12) CERERE DE BREVET DE INVENȚIE

(21) Nr. cerere: a 2013 01004

(22) Data de depozit: 17.12.2013

(41) Data publicării cererii:
30.09.2015 BOPI nr. 9/2015

(71) Solicitant:
• DOMOKOS ȘTEFAN,
ALEEA PIETROASELE, BL. D3, SC. C,
AP. 6, ET. 2, BUZĂU, BZ, RO

(72) Inventatori:
• DOMOKOS ȘTEFAN,
ALEEA PIETROASELE, BL. D3, SC. C,
AP. 6, ET. 2, BUZĂU, BZ, RO

(54) METODĂ ȘI DISPOZITIV PENTRU MĂSURAREA DENSITĂȚII
GAZULUI BIDIMENSIONAL DE ELECTRONI ÎNTR-UN
MOSC-HEMT ȘI UN FET MOD ACUMULARE PRIN
APLICAREA UNUI CÂMP MAGNETIC TRANSVERSAL

(57) Rezumat:

Invenția se referă la o metodă de măsurare a curentului de gaz bidimensional de electroni, și a curentului de gaz bidimensional de goluri, și a concentrației gazului bidimensional de electroni, în funcție de tensiunea de poartă și de tensiunea sursă-drenă, și în funcție de inducția magnetică a unui câmp magnetic extern, aplicat perpendicular pe curentul sursă-drenă, prin folosirea unui dispozitiv alcătuit prin integrarea unui led GaN cu o groapă cuantică, în serie cu un MOSC-HEMT GaN, și integrarea unui led, de același tip cu primul, conectat la doi electrozi laterali pe porțiunea de sarcină spațială cu lungimea de 25 nm, și aplicarea unui câmp magnetic perpendicular pe zona de sarcină spațială și pe direcția celor doi electrozi, și măsurarea intensității luminii emise de cele două leduri.

Revendicări: 3
Figuri: 2

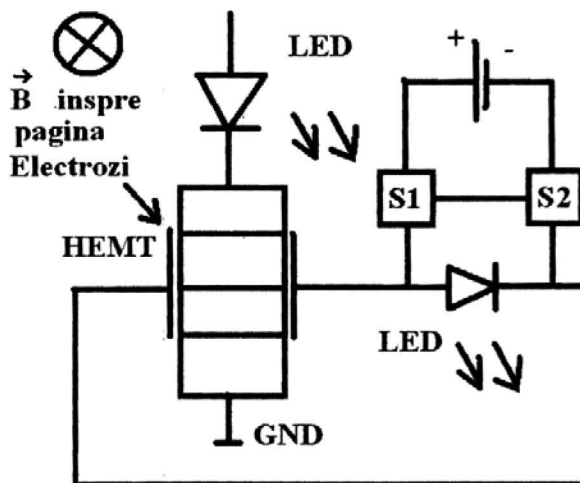


Fig. 2



OFICIUL DE STAT PENTRU INVENȚII ȘI MĂRCI Cerere de brevet de invenție Nr. <u>a 2013 01004</u> Data depozit <u>17.12.2013</u>

DESCRIEREA INVENȚIEI

Fabricarea punctelor cuantice in heterostructuri semiconductoare este o provocare [1]. Complexitatea dispozitivelor semiconductoare cuantice devine din ce in ce mai mare, datorita in parte dorintei de a dezvolta si a intelege marea varietate de componente pe care le pot gazdui aceste structuri [1]. Tranzistoarele cu efect de camp integrate se pot folosi pentru comutatoare [1,7]. Se pot realiza dispozitive cuantice mod acumulare din semiconductori cu sistem de electroni bi-dimensional [1,6]. Un exemplu de astfel de comutator lucreaza ca un comutator FET mod acumulare traditional [1,3,7], exceptand faptul ca electronii sunt confinati intr-un gaz de electroni bidimensional (two-dimensional electron gas cu notatia 2DEG) [1]. Un astfel de tranzistor cu gaz de electroni bidimensional ca cel din [1] este reprezentat in Figura 1. Acest tip de FET integrat contine o groapa dreapta de siliciu [1]. Dupa depunerea gropii drepte de *Si*, este depus un strat de grosime de 32 nm de *Si_{0.7}Ge_{0.3}*, urmata de un strat de *Si* de 1 nm [1]. Dupa aceasta etapa, toate suprafetele expuse sunt acoperite cu 10 nm *Al₂O₃* prin depunere de strat atomic (atomic layer deposition (ALD)) [1]. *Al₂O₃* este un izolator, deoarece este specificat in articolul [1] ca se depun doua straturi de poarta separate printr-un strat izolator cu grosimea de 80 nm de *Al₂O₃*. Peste acest strat de *Al₂O₃* se depune poarta de acumulare (acumulation gate notata cu AG) pe portiunea corespunzatoare [1]. Conductorii sursa si drena sunt dispusi pe structura crescuta a heterostructurii active [1]. Contactele electrice ale sursei si drenei cu groapa dreapta de siliciu sunt realizate prin regiuni implantate cu ioni pe structura crescuta [1].

Conductia intre sursa si drena apare numai atunci cand tensiunea portii de pe varf depaseste un prag pozitiv la care se formeaza 2DEG in groapa de *Si* [1]. Grosimea gropii drepte de *Si* obtinuta in articolul de la punctul [1] din bibliografie a fost de 12 nm [1]. Contactele ohmice cu 2 DEG in structurile de puncte cuantice duble si de comutatoare cu acest tip de FET integrat au fost create prin implantare ionica in articolul de la punctul [1] din bibliografie. Conform desenului din articolul [1] din bibliografie gazul de electroni bi-dimensional se produce in canalul drept de *Si* si se intinde numai intre cele doua zone in care s-a realizat implantarea ionica si care fac contactul cu sursa si respectiv drena FET-ului integrat [1]. Desi, conform aceluia desen din articolul [1] din bibliografie, groapa dreapta de *Si* se intinde de la sursa la drena, gazul de electroni bi-dimensional se intinde pe o zona mai mica, asa cum am prezentat mai inainte. Una din cauze este ca poarta se intinde numai pe zona dintre cele doua regiuni in care s-a produs implantarea ionica, si a doua cauza este ca aceste doua zone in care s-a produs implantarea ionica produc neutralizarea electronilor. Poarta FET-ului integrat este realizata prin depunerea mai intai a unui strat izolator pe canalul drept de *Si* si peste acest strat izolator este depusa poarta, si astfel poarta este izolata fata de canalul drept de *Si* [1].

Prin canalul de contact al punctului cuantic trece un curent mai mare de 0.5 nA daca pe contactele ohmice sursa-drena a punctului cuantic se aplica o tensiune de $V_{SD} = 43 \mu V$ si pe poarta de acumulare a structurii punctului cuantic se aplica o tensiune (cu notatia acumulation gate, AG) $V_{AG} = 0.2 \div 2 V$ [1]. Aceasta structura de punct cuantic din articolul de la punctul [1] din

bibliografie functioneaza ca un FET mod acumulare prezentat in articolul mentionat mai inainte si in mod asemanator MOSFET-ului mod acumulare prezentat in cartea de la punctul [3] din bibliografie. Rezulta ca punctul cuantic prezentat mai sus este un tranzistor cu efect de camp cu un canal drept de Si , contine o poarta deasupra canalului, realizata prin depunerea mai intai a unui strat izolator, si peste acest strat izolator este depusa poarta. Conductia intre sursa si drena punctului cuantic se realizeaza numai atunci cand pe sursa drena se aplica o tensiune, si pe poarta se aplica o tensiune pozitiva care depaseste tensiunea de prag si care produce un gaz de electroni confinati bidimensional in groapa de Si (2DEG).

Wurzite (Al, In, Ga)N crescute in orientari monopolare si semipolare atrag atentia deoarece gropile cuantice tensionate fabricate in plane monopolare sunt lipsite de efectele Stark de confinare cuantica (quantum-confined Stark effects (QCSEs)) cauzate de campul de polarizare (F_{pol}), care reduce taria oscilatorului perechilor electron-gol in gropile cuantice plane [13].

Pentru cresterea caracteristicilor diodelor luminescente (LED-uri) si diodelor laser (LD-uri) sunt folosite foarte mult structuri de gropi cuantice multiple (multiple quantum wells (MQW)) [2]. Polarizarea mare indusa de solicitarea la deformare in groapa cuantica (QW) $InGaN$ este una din cauzele mari a distributiei inegale de sarcina [2]. Gropile cuantice sunt gropi de potential [2]. Un exemplu de LED cu doua gropi cuantice a fost construit dintr-o groapa cuantica (quantum well notata cu QW) in apropierea regiunii de tip n care emite lumina de culoarea acuamarin, o groapa cuantica in apropierea regiunii de tip p care emite lumina de culoarea violet, si un strat de blocare a electronilor (EBL) in regiunea de tip p aflat intre groapa cuantica din regiunea de tip p si marginea corespunzatoare, adica zona de contact cu circuitul [2]. Pentru a examina fenomenul de transport al purtatorilor in LED-uri ($20\bar{2}1$) si ($20\bar{2}\bar{1}$), au fost crescute doua seturi de LED-uri dicromatice in ambele plane cu doua gropi cuantice (QW-uri) emitand lumina in regiuni diferite de lungimi de unda [2]. Primul set de LED-uri (LED-uri acuamarin-violet) au o groapa cuantica acuamarin ($\lambda \sim 480 \text{ nm}$) in apropierea regiunii de tip n si o groapa cuantica violet ($\lambda \sim 425 \text{ nm}$) in apropierea regiunii de tip p, si al doilea set au o ordine inversa a gropilor cuantice (violet-acuamarin) [2]. Masuratorile de electroluminiscenta (electroluminescence notata cu EL) a LED-ului au fost efectuate sub un curent de injectie constant de $I = 20 \text{ mA}$ [2]. Din cauza unui offset mare a benzii de conductie a gropii cuantice acuamarin, cei mai multi electroni sunt confinati in groapa cuantica acuamarin, rezultand o emisie dominanta in regiunea acuamarin [2]. Explicatia consta in faptul ca o groapa de potential mai adanca are mai multe nivele de energie si in aceasta pot fi confinati mai multi electroni pe aceste nivele de energie [7]. S-a studiat diagrama benzilor de energie a LED-urilor cu groapa cuantica dubla [2].

LED-urile III-nitride prezinta un potential pentru iluminarea eficienta energetica [4]. Cu toate acestea, performanta optica a dispozitivelor optoelectronice III-nitride pot fi puternic slabite

prin mai multe mecanisme incluzand efectul Stark confinat cuantic QCSE, eficienta injectiei de curent, efectul de aglomerare a curentului, efectul de autoincalzire, si efectul de polarizare [4].

Bazata pe studiile anterioare, cand barierele conventionale *GaN* au fost inlocuite cu bariere *InGaN*, efectul polarizarii dintre groapa si bariera poate fi efectiv reduca [4]. In aceasta situatie, inaltimea potentialului pentru confinarea purtatorilor poate fi reduca datorita largimii relativ mici a benzii interzise a *InGaN* [4]. De aceea, a fost propusa ideea barierele multistrat cu polarizare reduca si descresterea supracurgerii curentului de electroni [4]. Pentru tipar *GaN*, stratul *AlGaN* este cu tensiune la intindere si stratul *InGaN* cu tensiune la compresie [4]. De aceea, heterostructura *InGaN - AlGaN* este benefica pentru relaxarea tensiunii, a solcitarii la deformare si este fezabil pentru crestere epitaxiala [4].

A fost studiata diagrama benzilor de energie si concentratia de purtatori in gropile cuantice ale unui LED [4].

In graficele din articolul [4] sunt prezentate diagramele benzilor de energie si cvasi-nivelele Fermi a trei structuri de LED-uri la 300 mA. Intr-un grafic din [4] se prezinta ca inclinarea mare a benzii de energie slabeste puternic performanta optica a LED-ului cu bariera *GaN* conventionale datorita campului de polarizare relativ puternic [4]. Cum este indicat intr-o alta figura din aceasi lucrare pentru al doilea tip de LED, folosirea barierele *InGaN* este benefica pentru cresterea confinarii electronilor fara inconvenientul de a bloca golurile [4]. Dupa cum se vede in acelaasi grafic pentru al doilea tip de LED, inaltimea barierele de potential din banda de conductie se reduce fata de cel din figura precedenta [4]. Tot epntru al doilea tip de LED, inaltimea potentialului efectiv dintre ultima bariera si stratul de blocaj al electronilor (electron bloking layer EBL) creste datorita energiei mai mici a benzii de conductie la *InGaN* [4]. Pentru al doilea tip de LED, in banda de conductie, este un punct specific in care energia este sub nivelul cvasi-Fermi la interfata dintre ultima bariera si EBL [4]. Mai mult, tot pentru al doilea tip de LED, in banda de valenta, nivelul cvasi-Fermi este cu mult deasupra varfului benzii primei gropi cuantice [4]. Pe de alta parte, cum se vede in figura din [4], banda de energie al celui de al treilea tip de LED, cu bariere *InGaN - AlGaN - InGaN*, prezinta caracteristica superioare ale proiectului din [4]. Problemele prezentate anterior au fost mult imbunatatite la al treilea tip de LED datorita potentialului ridicat al stratului *AlGaN* in banda de conductie [4]. Pe de alta parte, al al treilea tip de LED, in banda de valenta, distanta dintre nivelul cvasi-Fermi si varful benzii primei gropi cuantice devine minima datorita diagramei de energie modificate [4].

In [4] este prezentat ca distributia electronilor si golurilor in gropile cuantice devine mult mai uniforma in ultimul tip de LED. De asemenea, in articolul [4] se poate observa cresterea concentratiei de electroni de la maximul de aproximativ $9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \pm 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ din penultima groapa cuantica din primul tip de LED la minimul de aproximativ $15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \pm 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ din ultimul tip de LED, in afara de ultima groapa cuantica. Concentratia golurilor este mult imbunatatita la ultimul tip de LED fata de primul tip de LED in afara de ultima groapa

cuantica conform [4], de la maximul de $(11 \pm 2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ fara ultima groapa cuantica, la minimul de $(19 \pm 2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ fara ultima groapa cuantica, conform graficelor din [4].

Pentru LED-urile bazate pe *InGaN* o problema importanta a devenit scaderea eficientei cu cresterea curentului in LED in special pentru aplicatii de putere mare [5]. Pentru imbunatatirea eficientei si stralucirii LED-urilor, un rol important l-a jucat un strat de blocare a electronilor (electron blocking layer (EBL)) in confinarea electronilor in regiunea gropilor cuantice multiple (multiple quantum well (MQW)) a LED-urilor prin prevenirea supracurgerii electronilor pentru LED-urile *InGaN/GaN* [5]. Pentru LED-uri *InGaN/GaN* cu gropi cuantice multiple, un strat de *AlGaN* dopat cu *Mg*, care a fost intens utilizat ca EBL, prezinta o tensiune la deformare fata de bariera *GaN* [5]. Ca un rezultat, campul piezoelectric net in stratul groapa *InGaN* poate fi schimbat proportional de cantitatea de sarcini polarizate in stratul; ulterior crescut EBL care depinde de tensiunea la deformare a EBL *AlGaN*, deoarece stratul groapa de potential groapa cuantica, *InGaN* este sub tensiune de compresie in groapa cuantica multipla *InGaN/GaN* de a lungul directiei [0001] [5].

Au fost realizate doua tipuri de LED-uri, tip A si tip B [5]. Pentru LED-ul A a fost crescut un strat de contact *p - GaN* dopat cu *Mg* direct pe gropile cuantice fara EBL, *p - AlGaN* [5]. Pentru LED-ul B a fost crescut un strat EBL *p - Al_{0.22}Ga_{0.78}N* dopat cu *Mg* urmat de un strat de contact *p - GaN* dopat cu *Mg* [5].

In spectrul de electroluminiscenta (EL) la curenti mici sub $\sim 50 \text{ mA}$, intensitatea electroluminiscentei LED-ului B este mai mare decat a LED-ului A [5]. Cu cresterea in continuare a curentului intensitatea EL a LED-ului A depaseste pe cea a LED-ului B, si diferenta intensitatii EL creste cu cresterea curentului [5].

Folosind heterojonctiunea *AlGaN/GaN*, HEMT-ul *GaN* are o densitate de sarcina mult mai mare in canal, si o tensiune de strapungere mult mai mare [14].

Diodele luminescente (LED-urile) de putere mare bazate pe *GaN* folosite in aplicatii de iluminare pretind in mod tipic circuite electronice cu destinatie precisa pentru conversia de putere AC-DC, sursa de curent, si reglarea intensitatii luminoase folosind modularea latimii pulsului (pulse-width modulation (PWM)) sau metode analogice de control al curentului [6]. Tranzistoarele cu efect de camp (FET-uri) *GaN* pentru comutatoare de putere, cum sunt metal-oxide-semiconductor (MOS) FET-uri, tranzistoare cu mobilitate mare a electronilor (high-electron-mobility tranzistors (HEMTs)), si HEMT-uri cu canal MOS (MOS-HEMT-uri) au furnizat performante remarcabile in termeni de tensiune mare de strapungere (breakdown voltage (BV)), rezistenta specifica mica, si frecventa mare de operare, si pot fi foarte utile ca dispozitive de iesire pentru aplicatiile in curs de dezvoltare ale sistemelor de LED-uri de putere mare, si tensiune mare [6]. Integrarea monolitica a LED-urilor bazate pe *GaN* si HEMT-urilor de putere *GaN* pot reduce pretul si dimensiunea sistemelor de iluminare solid state, pot imbunatati

fiabilitatea sistemului, si pot servi ca o platforma tehnologica pentru dezvoltarea circuitelor integrate de putere pentru emisia luminii (light-emitting power integrated circuits (LEPICs)) [6].

S-a realizat integrarea monolitica al unui LED GaN si al unui tranzistor canal-MOS cu mobilitate mare a electronilor (MOS-Channel high-electron-mobility transistor (MOS-Channel HEMT, MOSC-HEMT)) GaN [6].

In acest tranzistor s-a realizat o bariera de potential din $Al_{0.23}Ga_{0.77}N$ pe un strat de GaN [6].

Astfel, din cele prezentate anterior observam ca stratul de $Al_{0.23}Ga_{0.77}N$ deasupra stratului de GaN produce o bariera de potential.

In caracteristica tranzistorului prezentat mai inainte, valorile maxime ale curentului de drena, I_D , s-au obtinut pentru tensiunile de drena, V_D , intre $7V$ si $14V$ conform graficelor din articolul cu numarul [6] din bibliografie. Valoarea maxima masurabila cu echipamentul de test de $100mA$ a curentului de iesire din tranzistor a fost obtinuta pentru o tensiune de poarta de $16V$ conform aceluia articol [6]. Cresterea tensiunii pe poarta produce un curent de drena, I_D , de saturatie mai mare [6].

Luminozitatea LED-ului depinde de intensitatea curentului prin LED conform cu articolul [6] din bibliografie.

In HEMT cu stratul de acoperire GaN , si banda de conductie si banda de valenta in $AlGaN$ se indoie in sus, rezultand un gaz de goluri bi-dimensional (2-dimensional hole gas (2DHG)) la interfata stratului de acoperire $GaN/AlGaN$ alaturi de gazul de electroni bidimensional (2DEG) la interfata $AlGaN/GaN$ [6].

Din graficul din articolul [6] din bibliografie se poate observa ca se poate obtine un curent I_D de $20mA$ la o tensiune de drena de $10V$. Cu un curent de aceasta valoare se poate obtine luminescenta unui LED cu doua gropi cuantice ca cel din articolul de la punctul [2] din bibliografie.

Conform rezultatelor din articolul [2] din bibliografie intensitatea luminoasa a LED-ului cu groapa cantica depinde de numarul de electroni confinati in groapa cantica, deci depinde si de intensitatea curentului prin LED.

Conform articolului [6] lungimea zonei de sarcina spatiala este de $25nm$.

Punctele cuantice (quantum dots QDs) $InGaN$ autoansamblate crescute prin metoda Stranski-Krastanov (S-K) sau prin segregare de faza sunt considerate o abordare promitatoare pentru a gasi o solutie pentru groapa verde care reprezinta scaderea rapida a eficientei cuantice externe (external quantum efficiency (EQE)) in regiunea verde a spectrului [8]. In general se crede ca scaderea eficientei in LED-urile verzi este datorata calitatii deteriorate a cristalului si

continutului ridicat de indiu datorat campului piezoelectric mare in aliajul *InGaN* [8]. Se asteapta ca punctele cuantice auto-ansamblate *InGaN* sa poata relaxa tensiunea, adica solicitarea la deformare, prin formarea structurii de tip-punct, in acord cu principiul energiei minime [8]. De aceea, punctele cuantice auto-ansamblate *InGaN* au potentialul de a imbunatati eficienta luminescente LED-ului verde *InGaN* cu avantajele structurii zero dimensionale fara defecte: hidranta migrarii purtatorilor catre defecte neradiative, si efecte de polarizare reduse [8].

In articolul de la punctul [8] din bibliografie au fost fabricate puncte cuantice *InGaN* prin depunere chimica din vapori metal-organica (metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD)). S-a observat un comportament anormal in dependenta de temperatura a spectrului de fotoluminiscenta (PL) [8]. Fiind diferit de esantioanele de puncte cuantice tipice, intensitatea integrata a fotoluminescentei esantioanelor de puncte cuantice nu descreste monoton cu cresterea temperaturii ci are o crestere dramatica, un pic, intr-o anumita regiune de temperatura [8].

Presupunem ca numarul total de purtatori de excitatie sunt impartiti in trei parti: N_M , partea de purtatori in stratul de umezire, acest strat este zona din banda de conductie sub care se formeaza punctele cuantice, gropile cuantice; N_S , partea de purtatori localizati in punctul cuantic cu adancime mai mica; si N_D , partea de purtatori localizati in punctul cuantic adanc [8]. Exista mai multe mecanisme care in comun determina densitatea purtatorilor in fiecare pozitie localizata, incluzand excitatia fotonica, captura, evadare termica, si recombinare radiativa si neradiativa [8].

Consideram doua puncte cuantice, care sunt doua gropi de potential, una cu adancime mai mica, E_S , si una cu adancime mai mare, E_D [8]. Consideram ca densitatea relativa a nivelelor localizate, $\rho_i(E)$, este de tipul Gaussian, data de ecuatia [8]

$$\rho_i(E) = \rho_{0i} e^{-(E-E_i)^2/\sigma^2}, \quad (i = S, D) \quad (1)$$

unde ρ_{0i} este densitatea relativa a pozitiei energiei de pic, E_i , si $\sigma = kT$, unde k este constanta lui Boltzmann si T este temperatura absoluta [8]. Rezulta ca sunt mai multe nivele in groapa mai adanca.

Efectul Hall este efectul pe care un camp magnetic perpendicular pe directia de deplasare a electronilor, adica pe viteza de drift \vec{v}_d , dintr-un conductor, il are asupra electronilor, si consta dintr-un curent de electroni perpendicular pe viteza de drift a electronilor, v_d , si pe campul magnetic uniform, de inductie magnetica \vec{B} , sau o tensiune perpendiculara pe viteza de drift a electronilor, si este produs de forta [7]

$$\vec{F} = q\vec{v}_d \times \vec{B}$$

unde q este sarcina electronului. Aceasta forta actioneaza cand orice tip de sarcini electrice se afla in miscare, si actioneaza asupra lor, astfel incat efectul Hall se produce oricand sarcini electrice de orice tip se afla in miscare [7].

Daca sarcini electrice pozitive se misca pe directia x , in situatia descrisa mai sus, atunci forta care actioneaza asupra acestor sarcini este [7]

$$F_B = qv_d B$$

Aceasta forta produce miscarea sarcinilor perpendicular pe viteza de drift \vec{v}_d , pana cand campul electric resultant E_y , perpendicular pe viteza de drift a sarcinilor electrice, anuleaza miscarea sarcinilor electrice in aceasta directie [7]. Diferenta de potential, tensiunea, care se genereaza intre cele doua puncte P si Q de pe laturile de pe directia y a conductorului, sau a semiconductorului, care are grosimea w , se numeste tensiunea Hall, si este data de ecuatie [7]

$$V_H = V_P - V_Q = E_y w$$

In echilibru, forta produsa de campul magnetic \vec{F}_B echilibreaza forta produsa de campul electric E_y [7]. Rezulta ca [7]

$$qE_y = qv_d B$$

Rezulta ca [7]

$$E_y = v_d B$$

Inlocuind ecuatiea lui E_y in ecuatiea tensiunii Hall rezulta [7]

$$V_H = v_d B w$$

Astfel se poate determina viteza de drift a purtatorilor de sarcina prin masurarea lui V_H , B si w [7].

Folosind formula densitatii de curent pentru sarcinile pozitive [7]

$$J = \frac{I}{A} = nq v_d$$

unde n este concentratia sarcinilor pozitive, $A = wt$ este aria sectiunii transversale a conductorului sau semiconductorului, t este latimea conductorului perpendiculara pe viteza de drift, si inlocuind v_d , obtinem [7]

$$I = \frac{nqAV_H}{Bw}$$

Rezulta ca n se poate determina masurand I , A , V_H , B si w [7].

Un tranzistor torsiune de spin (spin torque transistor (STT)) produce o torsiune generata de transferul de spin indusa de curent [9]. Discul central izolator feromagnetic, cu magnetizare in plan, este pozitionat intre doua filme metalice normale in ambele laturi care formeaza

distanțierile a doua supape de spin laterale (lateral spin valves (LSVs)) [9]. Magnetizarile LSV-urilor superioara și inferioara sunt paralele cu direcțiile x și y , respectiv [9]. O tensiune aplicată sursa-drena V_S produce un curent prin LSV-ul inferior, generând o acumulare de spin în distanțierul metalic normal inferior care exercită o torsiune asupra magnetizării discului magnetic central în direcția y [9]. Aplicarea unei tensiuni de baza V_B induce o acumulare de spin care creează o torsiune de transfer de spin de-a lungul lui x , care concurează cu cel al LSV-ului inferior [9]. De aceea direcția magnetizării stratului central poate fi controlată de mărimea relativă a lui V_S și V_B [9]. Când unghiul θ între magnetizarea bazei și axa y este paralela cu magnetizarea în LSV-ul inferior, rezistența și acumlarea de spin a acestuia sunt maximizate [9]. Pentru θ diferit de zero magnetizarea bazei disipă acumlarea de spin în filmul metalic normal al LSV-ului inferior (N1) prin torsiunea generată de transferul de spin care, în schimb, conduce la creșterea curentului sursa-drena I_{SD} [9]. Funcționarea tranzistorului constă în controlul lui θ și astfel al lui I_{SD} prin tensiunea de baza V_B prin torsiunea transferată de spin [9]. Acest dispozitiv poate produce rezistența diferențială și castig negativ când polarizarea conductanței este mare și ciocnirea (imprărirea) spin-flip este mică, chiar și la temperatura camerei [9]. Din păcate, castigul de curent a fost obținut numai pentru contacte magnetice foarte tare polarizate [9]. Structura propusă original a fost modificată, deoarece stratul central a fost considerat joncțiune magnetică tunel puternic cuplată [9].

Caracteristica $I - V$ a tranzistorului torsiune de spin cu baza de granat de itriu fier (yttrium iron garnet (YIG)) poate fi calculată prin teoria magneto-electronica a circuitelor [9]. Au fost calculate curentii sursa-drena, torsiunea asupra magnetizării bazei create prin acumulările de spin, și rezistența și castigul diferențiale în funcție de raportul tensiunilor $\frac{V_S}{V_B}$ și parametrii dispozitivului [9].

La interfața dintre feromagnetul monodomeniu cu magnetizarea paralela cu vectorul unitate \vec{m} și metalul paramagnetic, curentii de sarcină și spin, I_c și \vec{I}_s , conduse de diferența de potențial chimic de sarcină $\Delta\mu_c$ și acumularea de spin în metalul normal $\Delta\vec{\mu}_s$, sunt funcții liniare de conductanțele de interfață [9]. Conductanțele convenționale $g^{\uparrow\uparrow}$ și $g^{\downarrow\downarrow}$ pentru electroni cu spin up și spin down, se anulează când feromagnetul este un izolator [9]. Conductanța complexă de mixaj de spin $g^{\uparrow\downarrow}$ guvernează magnetizarea transversală polarizată de curentul de spin [9]. Parametrii conductanței sunt în unități de quantumul de conductanță e^2/h , contin (pentru metale feromagnetice) contribuțiile miezului și interfetei, și se pot calcula din principiile întâi [9]. Pentru feromagnetii metalici și izolatori, $Img^{\uparrow\downarrow}$ este în mod uzual mai mic decât 10% din $Re g^{\uparrow\downarrow}$ și este neglijat în continuare [9]. Este convenabil să se introducă $g = g^{\uparrow\uparrow} + g^{\downarrow\downarrow}$ și $p = (g^{\uparrow\uparrow} - g^{\downarrow\downarrow})/g$, unde g este conductanța totală și p este polarizarea acestuia [9].

Ecuatia de continuitate pentru curentul de spin și acumularea de spin $\vec{\mu}_s^{N1}$ în N1 este [9]

$$\vec{I}_S^S + \vec{I}_S^D + \vec{I}_S^B = \frac{e^2 N(0) V_{ol}}{\tau_{sf}} \vec{\mu}_S^{N1}$$

unde $\vec{I}_S^{S,D,B}$ sunt curenții de spin care curg de la feromagnetii sursa/drena/baza în distanțierul N [9]. $N(0)$ și V_{ol} sunt densitățile de stări la nivelul Fermi și volumul, și τ_{sf} este timpul de relaxare spin-flip [9]. Spin-flip-ul se poate neglija în nodul metal normal al structurilor suficient de mici realizate din metale cu disipare de spin slabă cum sunt *Al*, *Cu*, *Ag*, sau grafen [9].

Spin-flip-ul în electrozii sursa și drena se pot include simplu considerând grosimile lor active magnetic pe acea care este mai mică dintre lungimea de difuzie spin-flip și grosimea fizică [9]. Electrocul baza izolator electric este considerat ca fiind subțire și mole magnetic [9]. Curentul sursa-drena I_{SD} a fost calculat mai devreme într-o altă lucrare în funcție de g_S și p_S conductanța normală, și polarizarea contactelor metalice sursa/drena, și g_S^{\uparrow} (g_B^{\uparrow}) care este conductanța de mixaj de spin a contactelor sursa/drena (baza izolatoare) [9]. I_{SD} depinde de unghiul θ de magnetizare a bazei față de axa y [9]. Torsiunea $\tau_B^{N1}(\theta)$ asupra magnetizării bazei creată de acumularea de spin în spațiu și cu curentul de spin transversal în baza sunt proporționale [9]. În lucrarea [9] se neglijează efectele câmpului Ørsted produs de I_{SD} [9]. Există o stare staționară cu θ finit când τ_B^{N1} este exact anulat de o torsiune externă, produsă de un câmp magnetic aplicat, sau de o torsiune indusă de curent din stratul superior [9]. S-au presupus aceleași parametrii secțiunilor superioară și inferioară astfel încât $\frac{\tau_B^{N2}(\theta)}{V_B} = \tau_B^{N1}(\frac{\pi}{2} - \theta) / V_S$, unde V_B este tensiunea de pe stratul superior [9].

Starea staționară a tranzistorului polarizat torsiune de spin este descrisă de unghiul θ_0 la care cele două torsiuni de pe magnetul de baza se anulează [9]. Atunci $\tau_B^{N1}(\theta_0) = \tau_B^{N2}(\theta_0)$ conduce la ecuația transcendentă [9]

$$\frac{V_S}{V_B} = \frac{\text{tg}^2 \theta_0 + \epsilon}{\epsilon \text{tg}^2 \theta_0 + 1} \frac{1}{\text{tg} \theta_0}$$

unde $\epsilon = (\beta + 2)/(2\beta + 2)$. Unele din valorile posibile ale lui β pot fi 1 și 5 [9]. Cu $\delta = 1/(\beta + 1)$, conductanța sursa-drena devine [9]

$$\frac{I_{SD}(V_S, V_B)}{V_S} = \frac{e^2 g_S}{h} \frac{1}{2} \left(1 - p_S^2 \frac{\epsilon + \delta \text{tg}^2 \theta_0}{\epsilon + \text{tg}^2 \theta_0} \right)$$

Din formula conductanței data mai sus se poate observa că rezistența este inversul conductanței.

Conform definiției din articolul numărul [9] din bibliografie, câștigul diferențial de curent este

$$\Gamma = \frac{T}{G}$$

unde transconductanta diferentiaa este [9]

$$T = (dI_{SD}/dV_B)_{V_S} = (\partial I_{SD}/\partial \theta)_{V_B} (\partial \theta / \partial V_B)_{V_S}$$

si conductanta diferentiaa sursa-drena G este [9]

$$G = (dI_{SD}/dV_S)_{V_B} = \frac{I_{SD}}{V_S} + (\partial I_{SD}/\partial \theta)_{V_S} (\partial \theta / \partial V_S)_{V_B}$$

si s-a calculat ca, pentru un unghi oarecare θ_0 controlat de raportul tensiunilor aplicate, castigul diferentiaa de curent pentru acest tranzistor torsione de spin este [9]

$$\Gamma = \frac{2p_s^2(1-\delta) \operatorname{tg} \theta_0}{1 + (3\epsilon - 1/\epsilon) \operatorname{tg}^2 \theta_0 + \operatorname{tg}^4 \theta_0 - p_s^2[1 + (3\epsilon - \delta/\epsilon) \operatorname{tg}^2 \theta_0 + \delta \operatorname{tg}^4 \theta_0]}$$

Folosind derivata tangentei [10,11]

$$\frac{d \operatorname{tg} \theta}{d\theta} = \frac{1}{\cos^2 \theta}$$

pentru a obtine variatia castigului diferentiaa de curent, Γ , in functie de campul magnetic extern aplicat, efectuam derivata acestuia la θ , considerand in prima aproximatie p_s , ϵ si δ constante, si obtinem

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\theta} &= \frac{2p_s^2(1-\delta) \frac{1}{\cos^2 \theta_0}}{1 + (3\epsilon - 1/\epsilon) \operatorname{tg}^2 \theta_0 + \operatorname{tg}^4 \theta_0 - p_s^2[1 + (3\epsilon - \delta/\epsilon) \operatorname{tg}^2 \theta_0 + \delta \operatorname{tg}^4 \theta_0]} \\ &- \frac{2p_s^2(1-\delta) \operatorname{tg} \theta_0}{[1 + (3\epsilon - 1/\epsilon) \operatorname{tg}^2 \theta_0 + \operatorname{tg}^4 \theta_0 - p_s^2[1 + (3\epsilon - \delta/\epsilon) \operatorname{tg}^2 \theta_0 + \delta \operatorname{tg}^4 \theta_0]]^2} \left[2(3\epsilon - 1/\epsilon) \operatorname{tg} \theta_0 \frac{1}{\cos^2 \theta_0} + 4 \operatorname{tg}^3 \theta_0 \frac{1}{\cos^2 \theta_0} - p_s^2 \left[2(3\epsilon - \delta/\epsilon) \operatorname{tg} \theta_0 \frac{1}{\cos^2 \theta_0} + 4\delta \operatorname{tg}^3 \theta_0 \frac{1}{\cos^2 \theta_0} \right] \right] \end{aligned}$$

In cartea de la punctul [11] din bibliografie este prezentata dezvoltarea in serie Taylor a functiei $\operatorname{tg} \theta$, si daca noi aplicam aceasta formula de dezvoltare in serie Taylor a acestei functii in ecuatia castigului diferentiaa de curent si pastram primii termeni semnificativi, atunci Γ are o formula mai simpla, derivata lui Γ la θ_0 se obtine mai usor, si formula obtinuta este mai simpla.

Din graficul prezentat in articolul [9] din bibliografie se poate obtine valoarea aproximativa a raportului tensiunilor $\frac{V_S}{V_B}$ la care castigul diferentiaa de curent are valoarea maxima. Acest raport al tensiunilor pe care l-am obtinut din graficul din [9] pentru $\beta = 1$ este aproximativ 1.32 ± 0.04 . Rezulta ca $\epsilon = 3/4$ si $\delta = 0.5$. Din rezolvarea ecuatiei transcendente a

raportului tensiunilor in functie de unghiul θ_0 , cu valorile date mai sus, folosind Microsoft Mathematics 4, se obtine unghiul θ_{max} corespunzator

$$\theta_{max} \approx 0.59897 \text{ rad}$$

Din egalarea cu 0 a derivatei castigului differential de curent la unghiul θ se obtine valoarea lui θ_{max} la care Γ are valoarea maxima [12] si cu aceasta valoare a lui θ_{max} se poate calcula valoarea corespunzatoare a raportului tensiunilor $\frac{V_S}{V_B}$ cu ajutorul ecuatiei transcendente prezentate mai sus. Putem considera $p_S = 0.92$ ca in [9] pentru care Γ are o valoare maxima mare conform graficului din [9].

Valoarea maxima a lui Γ pentru unghiul obtinut mai sus, calculata cu Microsoft Mathematics 4, este

$$\Gamma_{max_calc} = 7.0877$$

Aceasta valoare a lui Γ este destul de apropiata de cea din graficul din [9].

Tabelul 1. Valorile lui θ , calculate cu Microsoft Mathematics 4, din valorile raportului tensiunilor $\frac{V_S}{V_B}$, si valorile lui Γ calculate din valorile unghiului θ cu Microsoft Excel 2007 folosind formulele prezentate mai sus, unde raportului tensiunilor a fost calculat in trepte de 0.01 fata de valoarea corespunzatoare maximului lui Γ determinata din graficul din [9], prezentata mai sus.

$\frac{V_S}{V_B}$	θ (rad)	Γ
1.36	0.5807	7.102037
1.35	0.5852	7.111416
1.34	0.5897	7.112446
1.33	0.5943	7.104726
1.32	0.59897	7.087727
1.31	0.6037	7.061071
1.30	0.6085	7.024356
1.29	0.6133	6.9780
1.28		

Observam din Tabelul 1 ca valoarea obtinuta de noi mai sus pentru θ , corespunzatoare raportului tensiunilor obtinuta din graficul din [9] pentru valoarea maxima a lui Γ , este apropiata de valoarea calculata cu formula lui Γ din Tabelul 1. Valoarea corespunzatoare a lui θ_{max} din Tabelul 1 este

$$\theta_{max} = 0.5897 \text{ rad}$$

pentru care corespunde valoarea maxima a lui I

$$I_{max} = 7.112446$$

In acest brevet revendicam o metoda de masurare a curentului de gaz bidimensional de electroni si a curentului de gaz bidimensional de goluri, si a concentratiei de gaz de electroni bidimensional, in functie de tensiunea de pe poarta si in functie de tensiunea sursa-drena, si in functie de inductia magnetica a unui camp magnetic extern aplicat perpendicular pe curentul sursa-drena, prin care folosim unui dispozitiv care consta din

integrarea monolitica a unui LED GaN cu o groapa cuantica, in serie cu un MOSC-HEMT GaN si integrarea unui LED de acela tip ca mai inainte, conectat la doi electrozi laterali pe portiunea de sarcina spatiala de lungimea de 25 nm , aplicarea unui camp magnetic perpendicular pe zona de sarcina spatiala si pe directia celor doi electrozi de pe zona de sarcina spatiala, si masurarea intensitatii luminii emise de cele doua LED-uri, din care se calculeaza curentul direct care trece prin LED-ul in serie, I_D , curentul care trece prin LED-ul care masoara efectul Hall, I_H , si se verifica relatia

$$I = I_D + I_H$$

unde I este suma curentilor bi-dimensionali de electroni (2DEG) si goluri (2DHG) din MOSC-HEMT care se produce in lipsa campului magnetic. Acest lucru este posibil deoarece MOSC-HEMT-ul furnizeaza un curent de la 20 mA pana la 100 mA , ceea ce da posibilitatea producerii unui curent mare prin efectul Hall pentru a produce fotoluminiscenta celui de al doilea LED. In acest dispozitiv, pentru masurarea inductiei campului magnetic se poate folosi un tranzistor spin torque. Pentru ca LED-urile integrate cu un punct cuantic ca in articolul [1] din bibliografie, au caracteristicile tehnice, cum ar fi intensitatea maxima a luminii emise pentru un curent dat, care difera putin in urma realizarii fizice, conform articolului [1], si pentru etalonarea intensitatii luminii emise in functie de intensitatea curentului, mai avantajos a maximului acestei intensitati corespunzatoare la o lungime de unda, in functie de intensitatea curentului, LED-ul in serie se poate etalona, pentru a obtine intensitatea maxima a luminii emise, corespunzatoare unei lungimi de unda, in functie de intensitatea curentului prin LED, prin folosirea tranzistorului integrat fara aplicarea campului magnetic exterior, si LED-ul care masoara curentul produs prin efect Hall se poate etalona prin legarea la o sursa de tensiune variabila, un ampermetru si doua comutatoare FET de tipul celor din articolul de la punctul [1] din bibliografie, cu grila de acumulare comuna a acestor doua tranzistoare, integrate cu celelalte componente, cele doua LED-uri si MOSC-HEMT-ul. Aceste doua comutatoare FET se deschid numai cand se produce etalonarea LED-ului care masoara curentul produs prin efectul Hall, si sunt inchise cand se masoara curentul produs prin efectul Hall. Pentru masurarea campului magnetic cu tranzistorul torsiune de spin, acest tranzistor se poate integra impreuna cu celelalte componente astfel incat campul magnetic aplicat sa fie paralel cu planul bazei, baza fiind discul feromagnetic izolator. Prin aplicarea campului

magnetic exterior, directia de magnetizare a bazei si valoarea magnetizarii acestuia se pot modifica [7], si aceasta modificare a directiei magnetizarii bazei modifica unghiul θ , si astfel modifica curentul sursa-drena, efect prezentat si in articolul [9] din bibliografie si descris mai sus, si din intensitatea curentului sursa-drena se determina inductia magnetica a campului magnetic exterior aplicat. De asemenea, campul magnetic exterior poate modifica si directia magnetizarii LSV-urilor. In loc de MOSC-HEMT se poate folosi un FET cu canal drept de Si, ca cel din articolul numarul [1] din bibliografie, pentru studiul curgerii curentului de gaz de electroni bidimensional 2DEG, si al concentratiei acestui gaz de electroni bidimensional, in functie de tensiunea poarta, tensiunea sursa-drena, si inductia magnetica a campului magnetic exterior, in acelasi fel ca MOSC-HEMT-ul. De asemenea, pentru determinarea valorii inductiei magnetice a campului magnetic extern aplicat pentru studiul efectului Hall asupra gazului de electroni bidimensional, folosim rezultatul obtinut de noi mai sus, in care, daca consideram tensiunea de sursa V_S constanta, atunci valoarea maxima a castigului diferential de curent corespunde la o valoare a tensiunii de baza V_{Bmax} la care o variatie mica a tensiunii de baza produce variatia maxima a curentului sursa-drena, data de ecuatia

$$\Gamma_{max} = \left(\frac{\partial I_{SD}}{\partial V_B} \right)_{V_S, V_{Bmax}} \approx \left(\frac{\Delta I_{SD}}{\Delta V_B} \right)_{V_S, V_{Bmax}}$$

din care rezulta ecuatia

$$(\Delta I_{SD})_{V_S, V_{Bmax}} = \Gamma_{max} (\Delta V_B)_{V_S, V_{Bmax}}$$

si care arata o variatie maxima a curentului sursa-drena, si masuram acest curent sursa-drena pentru a determina inductia magnetica a campului magnetic exterior aplicat.

De asemenea, din variatia tensiunii de baza V_B , cu aceasi valoare $(\Delta V_B)_{V_{Bmax}}$ corespunzatoare valorii maxime a castigului diferential de curent Γ_{max} , si unei valori mult mai mici a castigului diferential de curent Γ' , se poate determina cu precizie mare valoarea inductiei magnetice a campului magnetic extern aplicat, folosind ecuatia

$$\Delta I_{SDmax} = (\Gamma_{max} - \Gamma') (\Delta V_B)_{V_{Bmax}} + \Delta I'_{SD}$$

Este posibil ca $\Delta I'_{SD}$ sa fie mic si sa fie neglijabil in aplicatii practice. Pentru cele doua LED-uri folosite in acest studiu, cel in serie cu MOSC-HEMT-ul si cel pentru efectul Hall, se pot folosi LED-urile cu gori cuantice multiple $InGaN - AlGaN - InGaN$ prezentate mai sus care prezinta o eficienta mare. Acest dispozitiv este reprezentat in Figura 2.

Pentru studiul efectului Hall asupra 2DEG descris mai sus propunem un dispozitiv in care pe laturile zonei de sarcina spatiala a MOSC-HEMT-ului, se realizeaza doi electrozi de tipul FET-ului, comandati de o tensiune de poarta, sau de tipul stratului NI, in ambele cazuri electrozii fiind zona prin care trece curentul I_{SD} din FET sau din tranzistorul torsiune de spin, si prin aplicarea tensiunii alternative pe poarta FET-ului sau pe poarta tranzistorului torsiune de spin se

produce in zona 2 DEG suprapunerea undelor electromagnetice generate de curentul prin cei doi electrozi, se produce o unda stationara, care produce oscilatia electronilor 2 DEG, si undele electromagnetice produse de oscilatiile electronilor 2 DEG se detecteaza pentru a determina, din intensitatea lor, concentratia electronilor 2 DEG. Se calculeaza frecventa tensiunii alternative de pe poarta FET-ului sau a tranzistorului torsiune de spin astfel incat sa se obtina unda stationara cu numarul de lungimi de unda dorit in gazul 2 DEG [7].

De asemenea cei doi electrozi prezentati anterior, in acest caz ale celor doua FET-uri sau ale celor doua tranzistoare torsiune de spin, sunt dispuse ca in sistemul anterior, pe langa zona de sarcina spatiala, si FET-urile sau tranzistoarele torsiune de spin sunt polarizate astfel incat prin cei doi electrozi trec curenti sursa-drena de sensuri opuse, astfel incat acestea genereaza campuri magnetice de același sens, care se aduna si actioneaza asupra gazului de electroni bidimensional si produc efectul Hall.

BIBLIOGRAFIE

- [1] D. R. Ward et al., Appl. Phys. Lett. 102, 213107 (2013) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3278200934338 Order Date Nov 29, 2013.
- [2] Y. Kawaguchi et al., Appl. Phys. Lett. 100, 231110 (2012) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3278630276601 Order Date Nov 30, 2013.
- [3] P. S. Neelakanta, Electronics 1 Part 2 Quickstudy Academic, BarCharts, 2008.
- [4] Yen-Kuang Kuo et al., Appl. Phys. Lett. 100, 031112 (2012) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3281361504721 Order Date Dec 03, 2013.
- [5] Dong-Yul Lee et al., Appl. Phys. Lett. 100, 041119 (2012) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3282980364017 Order Date Dec 06, 2013.
- [6] Z. Li et al., Appl. Phys. Lett. 102, 192107 (2013) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3280671436552 Order Date Dec 02, 2013.
- [7] M. Mansfield et al., Understanding physics, Wiley, 2011.
- [8] Jun Ma et al., Appl. Phys. Lett. 101, 131101 (2012) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3281200870598 Order Date Dec. 03, 2013.
- [9] T. Chiba et al., Appl. Phys. Lett. 102, 192412 (2013) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3282980988123 Order Date Dec 06, 2013.
- [10] W. M. Kelley, CliffsQuickReview Precalculus, Wiley, 2004.
- [11] S. A. Leduc, Cliffs Quick Review Differential Equations, Wiley, 1995.
- [12] B. V. Zandy et al., CliffsQuickReview Calculus, Wiley, 2001.
- [13] T. Onuma et al., Appl. Phys. Lett. 91, 181903 (2007) Copyright Clearance Center RightsLink License Number 3284701391037 Order Date Dec 09, 2013.
- [14] N.-Q. Zhang et al., Phys. Status Solidi A 188 (2001) 213.

REVEDICARI

1. In acest brevet revendicam o metoda de masurare a curentului de gaz bidimensional de electroni si a curentului de gaz bidimensional de goluri, si a concentratiei de gaz de electroni bidimensional, in functie de tensiunea de pe poarta si in functie de tensiunea sursa-drena, si in functie de inductia magnetica a unui camp magnetic extern aplicat perpendicular pe curentul sursa-drena, prin care folosim unui dispozitiv care consta din

integrarea monolitica a unui LED *GaN* cu o groapa cuantica, in serie cu un MOSC-HEMT *GaN* si integrarea unui LED de acela tip ca mai inainte, conectat la doi electrozi laterali pe portiunea de sarcina spatiala de lungimea de 25 nm, aplicarea unui camp magnetic perpendicular pe zona de sarcina spatiala si pe directia celor doi electrozi de pe zona de sarcina spatiala, si masurarea intensitatii luminii emise de cele doua LED-uri, din care se calculeaza curentul direct care trece prin LED-ul in serie, I_D , curentul care trece prin LED-ul care masoara efectul Hall, I_H , si se verifica relatia

$$I = I_D + I_H$$

unde I este suma curentilor bi-dimensionali de electroni (2DEG) si goluri (2DHG) din MOSC-HEMT care se produce in lipsa campului magnetic. Acest lucru este posibil deoarece MOSC-HEMT-ul furnizeaza un curent de la 20 mA pana la 100 mA, ceea ce da posibilitatea producerii unui curent mare prin efectul Hall pentru a produce fotoluminiscenta celui de al doilea LED. In acest dispozitiv, pentru masurarea inductiei campului magnetic se poate folosi un tranzistor spin torque. Pentru ca LED-urile integrate cu un punct cuantic ca in articolul [1] din bibliografie, au caracteristicile tehnice, cum ar fi intensitatea maxima a luminii emise pentru un curent dat, care difera putin in urma realizarii fizice, conform articolului [1], si pentru etalonarea intensitatii luminii emise in functie de intensitatea curentului, mai avantajos a maximului acestei intensitati corespunzatoare la o lungime de unda, in functie de intensitatea curentului, LED-ul in serie se poate etalona, pentru a obtine intensitatea maxima a luminii emise, corespunzatoare unei lungimi de unda, in functie de intensitatea curentului prin LED, prin folosirea tranzistorului integrat fara aplicarea campului magnetic exterior, si LED-ul care masoara curentul produs prin efect Hall se poate etalona prin legarea la o sursa de tensiune variabila, un ampermetru si doua comutatoare FET de tipul celor din articolul de la punctul [1] din bibliografie, cu grila de acumulare comuna a acestor doua tranzistoare, integrate cu celelalte componente, cele doua LED-uri si MOSC-HEMT-ul. Aceste doua comutatoare FET se deschid numai cand se produce etalonarea LED-ului care masoara curentul produs prin efectul Hall, si sunt inchise cand se masoara curentul produs prin efectul Hall. Pentru masurarea campului magnetic cu tranzistorul torsiune de spin, acest tranzistor se poate integra impreuna cu celelalte componente astfel incat campul magnetic aplicat sa fie paralel cu planul bazei, baza fiind discul feromagnetic izolator. Prin aplicarea campului magnetic exterior, directia de magnetizare a bazei si valoarea magnetizarii acestuia se pot

modifică [7], și această modificare a direcției magnetizării bazei modifică unghiul θ , și astfel modifică curentul sursă-drenă, efect prezentat și în articolul [9] din bibliografie și descris mai sus, și din intensitatea curentului sursă-drenă se determină inducția magnetică a câmpului magnetic exterior aplicat. De asemenea, câmpul magnetic exterior poate modifica și direcția magnetizării LSV-urilor. În loc de MOSC-HEMT se poate folosi un FET cu canal drept de Si, ca cel din articolul numărul [1] din bibliografie, pentru studiul curgerii curentului de gaz de electroni bidimensional 2DEG, și al concentrației acestui gaz de electroni bidimensional, în funcție de tensiunea poartă, tensiunea sursă-drenă, și inducția magnetică a câmpului magnetic exterior, în același fel ca MOSC-HEMT-ul. De asemenea, pentru determinarea valorii inducției magnetice a câmpului magnetic extern aplicat pentru studiul efectului Hall asupra gazului de electroni bidimensional, folosim rezultatul obținut de noi mai sus, în care, dacă considerăm tensiunea de sursă V_S constantă, atunci valoarea maximă a câștigului diferențial de curent corespunde la o valoare a tensiunii de bază V_{Bmax} la care o variație mică a tensiunii de bază produce variația maximă a curentului sursă-drenă, dată de ecuația

$$\Gamma_{max} = \left(\frac{\partial I_{SD}}{\partial V_B} \right)_{V_S, V_{Bmax}} \approx \left(\frac{\Delta I_{SD}}{\Delta V_B} \right)_{V_S, V_{Bmax}}$$

din care rezulta ecuația

$$(\Delta I_{SD})_{V_S, V_{Bmax}} = \Gamma_{max} (\Delta V_B)_{V_S, V_{Bmax}}$$

și care arată o variație maximă a curentului sursă-drenă, și măsurăm acest curent sursă-drenă pentru a determina inducția magnetică a câmpului magnetic exterior aplicat.

De asemenea, din variația tensiunii de bază V_B , cu aceeași valoare $(\Delta V_B)_{V_{Bmax}}$ corespunzătoare valorii maxime a câștigului diferențial de curent Γ_{max} , și unei valori mult mai mici a câștigului diferențial de curent Γ' , se poate determina cu precizie mare valoarea inducției magnetice a câmpului magnetic extern aplicat, folosind ecuația

$$\Delta I_{SDmax} = (\Gamma_{max} - \Gamma') (\Delta V_B)_{V_{Bmax}} + \Delta I'_{SD}$$

Este posibil ca $\Delta I'_{SD}$ să fie mic și să fie neglijabil în aplicații practice. Pentru cele două LED-uri folosite în acest studiu, cel în serie cu MOSC-HEMT-ul și cel pentru efectul Hall, se pot folosi LED-urile cu gropi cuantice multiple $InGaN - AlGaN - InGaN$ prezentate mai sus care prezintă o eficiență mare. Acest dispozitiv este reprezentat în Figura 2.

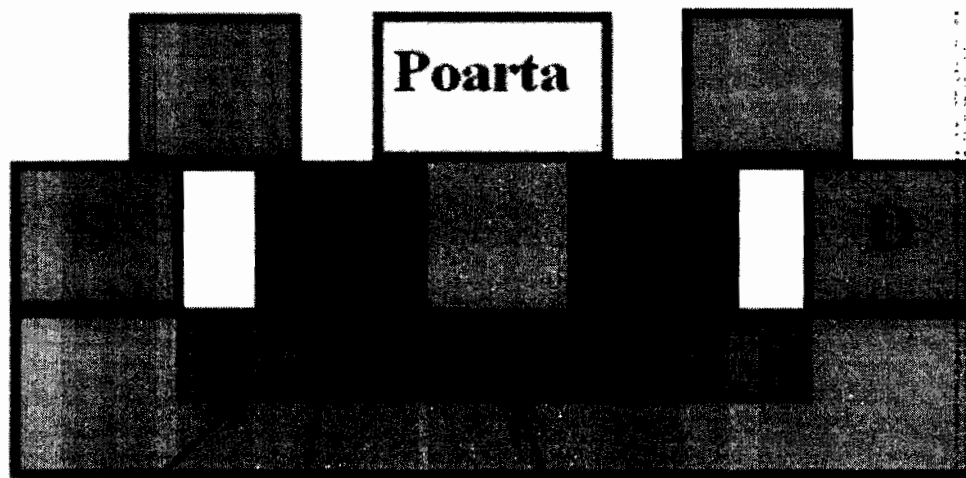
2. Pentru studiul efectului Hall asupra 2DEG descris mai sus propunem un dispozitiv în care lateralitatea zonei de sarcină spațială a MOSC-HEMT-ului, se realizează doi electrozi de tipul FET-ului, comandați de o tensiune de poartă, sau de tipul stratului N1, în ambele cazuri electrozii fiind zona prin care trece curentul I_{SD} din FET sau din tranzistorul torsiune de spin, și prin aplicarea tensiunii alternative pe poarta FET-ului sau pe poarta tranzistorului torsiune de spin se produce în zona 2 DEG suprapunerea undelor electromagnetice generate de curentul prin cei doi

electrozi, se produce o unda stationara, care produce oscilatia electronilor 2 DEG, si undele electromagnetice produse de oscilatiile electronilor 2 DEG se detecteaza pentru a determina, din intensitatea lor, concentratia electronilor 2 DEG. Se calculeaza frecventa tensiunii alternative ce pe poarta FET-ului sau a tranzistorului torsiune de spin astfel incat sa se obtina unda stationara cu numarul de lungimi de unda dorit in gazul 2 DEG [7].

3.De asemenea cei doi electrozi prezentati anterior, in acest caz ale celor doua FET-uri sau ale celor doua tranzistoare torsiune de spin, sunt dispuse ca in sistemul anterior, pe langa zona de sarcina spatiala, si FET-urile sau tranzistoarele torsiune de spin sunt polarizate astfel incat prin cei doi electrozi trec curenti sursa-drena de sensuri opuse, astfel incat acestea genereaza campuri magnetice de acelas sens, care se aduna si actioneaza asupra gazului de electroni bidimensionali si produc efectul Hall.

DESENE EXPLICATIVE

S-sursa
D-drena



Groapa de Si

Regiune implantata cu ioni

Gaz de electroni bidimensional

Figura 1.

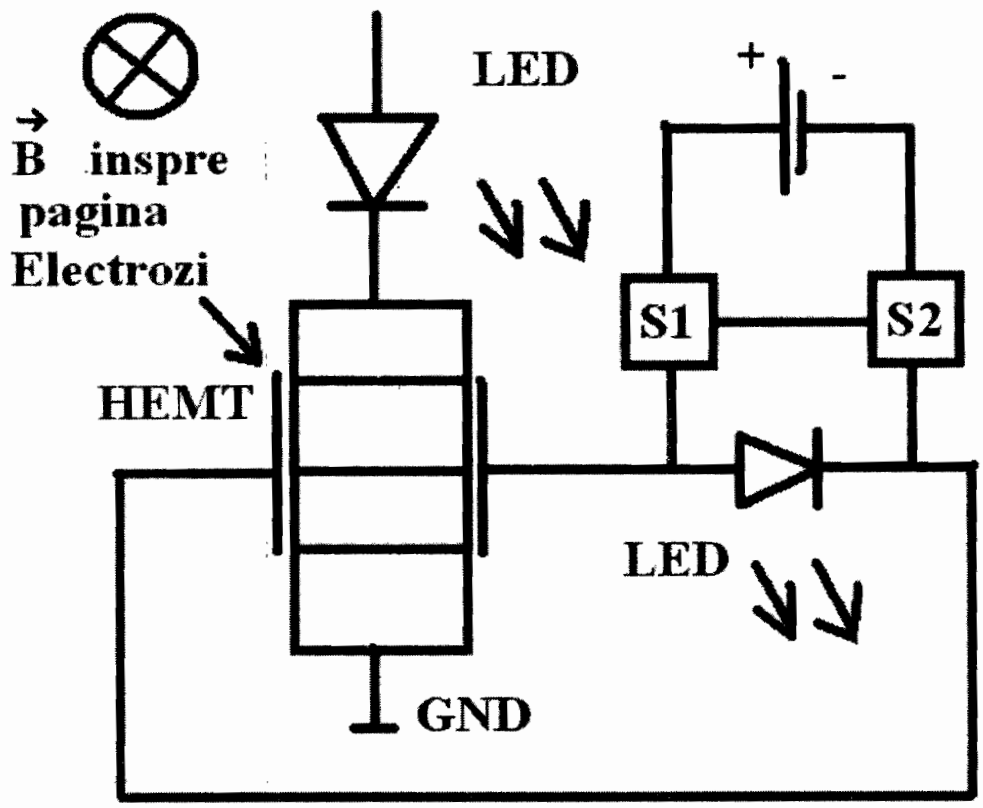


Figura 2.