

# XIII. SPINTRONIKA

Wstep

Spintronika zajmuje się **wytwarzaniem, przekształcaniem i detekcją prądów spolaryzowanych spinowo.**

Spintronika zajmuje się **wytwarzaniem, przekształcaniem i detekcją prądów spolaryzowanych spinowo.**

Podczas przepływu prądu spolaryzowanego spinowo transportowane są zarówno ładunki elektryczne jak i spiny cząstek.

Spintronika zajmuje się **wytwarzaniem, przekształcaniem i detekcją prądów spolaryzowanych spinowo.**

Podczas przepływu prądu spolaryzowanego spinowo transportowane są zarówno ładunki elektryczne jak i spiny cząstek. Prąd spolaryzowany spinowo polega na przepływie nośników ładunku (elektronów lub dziur) o określonym spinie.

# Podstawowe pojęcia spintroniki

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

**Prąd ładunkowy**  $j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$  (niespolaryzowany spinowo)

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

**Prąd ładunkowy**  $j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$  (niespolaryzowany spinowo)

**Prąd spinowy**  $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$  (spolaryzowany spinowo)

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

**Prąd ładunkowy**  $j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$  (niespolaryzowany spinowo)

**Prąd spinowy**  $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$  (spolaryzowany spinowo)

**Uwaga:** W powyższym wzorze składowe  $j_{\uparrow}$  i  $j_{\downarrow}$  mogą być przestawione.

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

**Prąd ładunkowy**  $j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$  (niespolaryzowany spinowo)

**Prąd spinowy**  $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$  (spolaryzowany spinowo)

**Uwaga:** W powyższym wzorze składowe  $j_{\uparrow}$  i  $j_{\downarrow}$  mogą być przestawione.

**Polaryzacja spinowa prądu**

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

**Prąd ładunkowy**  $j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$  (niespolaryzowany spinowo)

**Prąd spinowy**  $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$  (spolaryzowany spinowo)

**Uwaga:** W powyższym wzorze składowe  $j_{\uparrow}$  i  $j_{\downarrow}$  mogą być przestawione.

### Polaryzacja spinowa prądu

$$P = \frac{j_s}{j_c}, \quad (1)$$

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

**Prąd ładunkowy**  $j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$  (niespolaryzowany spinowo)

**Prąd spinowy**  $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$  (spolaryzowany spinowo)

**Uwaga:** W powyższym wzorze składowe  $j_{\uparrow}$  i  $j_{\downarrow}$  mogą być przestawione.

### Polaryzacja spinowa prądu

$$P = \frac{j_s}{j_c}, \quad (1)$$

przy czym

## Podstawowe pojęcia spintroniki

$j_{\uparrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = +\hbar/2$

$j_{\downarrow}$  = gęstość prądu nośników o spinie  $s_z = -\hbar/2$

**Prąd ładunkowy**  $j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$  (niespolaryzowany spinowo)

**Prąd spinowy**  $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$  (spolaryzowany spinowo)

**Uwaga:** W powyższym wzorze składowe  $j_{\uparrow}$  i  $j_{\downarrow}$  mogą być przestawione.

### Polaryzacja spinowa prądu

$$P = \frac{j_s}{j_c}, \quad (1)$$

przy czym

$$0 < |P| \leq 1.$$

## Motywacja badań:

## Motywacja badań:

- ▶ wykorzystanie spinu elektronu (niezależnie od ładunku elektronu) jako nośnika informacji

## Motywacja badań:

- ▶ wykorzystanie spinu elektronu (niezależnie od ładunku elektronu) jako nośnika informacji  $\implies$  **kubit spinowy**,

## Motywacja badań:

- ▶ wykorzystanie spinu elektronu (niezależnie od ładunku elektronu) jako nośnika informacji  $\implies$  **kubit spinowy**,
- ▶ minimalizacja zużycia energii i wydzielanego ciepła w przyrządach elektroniki spinowej,

## Motywacja badań:

- ▶ wykorzystanie spinu elektronu (niezależnie od ładunku elektronu) jako nośnika informacji  $\implies$  **kubit spinowy**,
- ▶ minimalizacja zużycia energii i wydzielanego ciepła w przyrządach elektroniki spinowej,
- ▶ dalsza miniaturyzacja przyrządów elektronicznych:

## Motywacja badań:

- ▶ wykorzystanie spinu elektronu (niezależnie od ładunku elektronu) jako nośnika informacji  $\implies$  **kubit spinowy**,
- ▶ minimalizacja zużycia energii i wydzielanego ciepła w przyrządach elektroniki spinowej,
- ▶ dalsza miniaturyzacja przyrządów elektronicznych:  
 $\implies$   **tranzystor wykonujący operacje na spinie pojedynczego elektronu**,

## Motywacja badań:

- ▶ wykorzystanie spinu elektronu (niezależnie od ładunku elektronu) jako nośnika informacji  $\implies$  **kubit spinowy**,
- ▶ minimalizacja zużycia energii i wydzielanego ciepła w przyrządach elektroniki spinowej,
- ▶ dalsza miniaturyzacja przyrządów elektronicznych:  
 $\implies$   **tranzystor wykonujący operacje na spinie pojedynczego elektronu**,
- ▶ Został już zbudowany  **tranzystor jednoelektronowy**, wykonujący operacje na  **ładunku pojedynczego elektronu**.

Przyrządy spintroniczne:

Przyrządy spintroniczne:

- (1) **filtr spinowy** (polaryzator/analizator spinów),

Przyrządy spintroniczne:

- (1) **filtr spinowy** (polaryzator/analizator spinów),
- (2)  **tranzystor spinowy**,

Przyrządy spintroniczne:

- (1) **filtr spinowy** (polaryzator/analizator spinów),
- (2)  **tranzystor spinowy**,
- (3) **separator spinów (spin splitter)**.

## Odpowiedniki optyczne (elektroniczne)

## Odpowiedniki optyczne (elektroniczne)

Ad (1) **Filtr spinowy**  $\Leftrightarrow$  **polaryzator (analizator)**  
światła lub **dioda prostownicza**.

## Odpowiedniki optyczne (elektroniczne)

Ad (1) **Filtr spinowy**  $\Leftrightarrow$  **polaryzator (analyzer)** światła lub **dioda prostownicza**. Poza generacją prądu spolaryzowanego spinowo może on też służyć do **detekcji** tego prądu.

## Odpowiedniki optyczne (elektroniczne)

- Ad (1) **Filtr spinowy**  $\Leftrightarrow$  **polaryzator (analizator)** światła lub **dioda prostownicza**. Poza generacją prądu spolaryzowanego spinowo może on też służyć do **detekcji** tego prądu.
- Ad (2) **Tranzystor spinowy**  $\Leftrightarrow$  **modulator elektrooptyczny**

## Odpowiedniki optyczne (elektroniczne)

- Ad (1) **Filtr spinowy**  $\Leftrightarrow$  **polaryzator (analyzer)** światła lub **dioda prostownicza**. Poza generacją prądu spolaryzowanego spinowo może on też służyć do **detekcji** tego prądu.
- Ad (2) **Tranzystor spinowy**  $\Leftrightarrow$  **modulator elektrooptyczny**
- Ad (3) **Separator spinów**  $\Leftrightarrow$  **kryształ dwójłomny**

Geometria przyrządów spintroniki/nanoelektroniki:

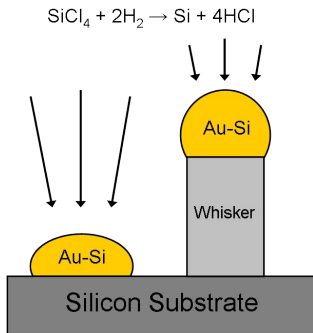
Geometria przyrządów spintroniki/nanoelektroniki:

- ▶ planarna (typu mesa)

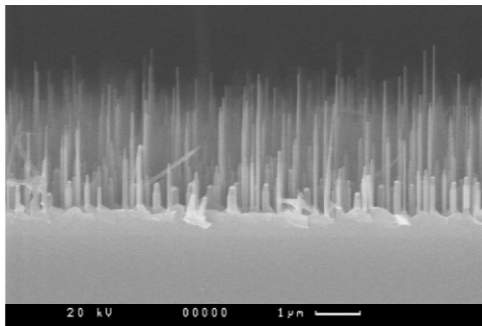
## Geometria przyrządów spintroniki/nanoelektroniki:

- ▶ planarna (typu mesa)
- ▶ pionowa (typu nanodrutu)

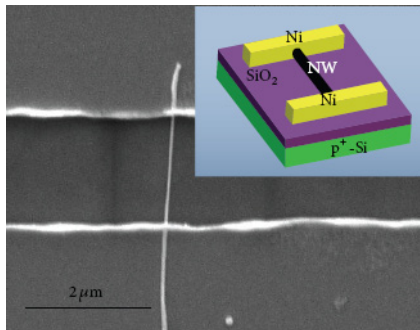
# Nanodruty półprzewodnikowe



Mechanizm Vapor-Liquid-Solid (VLS) wzrostu półprzewodnikowych nanodrutów z krzemu.

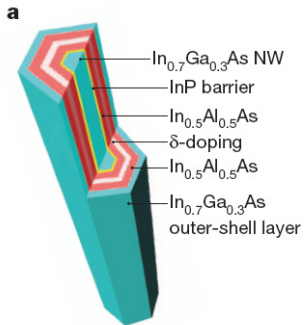


"Las" nanodrutów z GaAs.



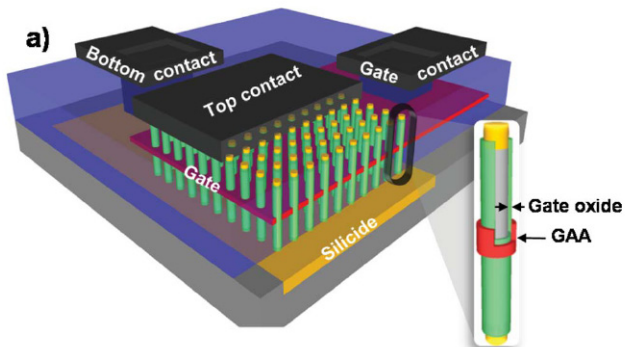
Obraz ze skaningowego mikroskopu elektronowego i schemat (wstawka) tranzystora FET na bazie nanodrutu InSb z kontaktami Ni.

M. Fang et al., J. Nanomaterials (2014).



Przekrój heksagonalnego nanodrutu z InGaAs o strukturze rdzeniowo-powłokowej.

K. Tomioka et al., Nature 488 (2012) 189.



Tranzystor (konwencjonalny) FET wytworzony z nanodrutów ( $p$ -Si) o strukturze Gate-All-Around (GAA).

G. Larrieu and X.-L. Han, *Nanoscale* 5 (2013) 2437.

Typowy rozmiar nanodrutu:

Typowy rozmiar nanodrutu:  
długość  $L \sim 1\mu\text{m}$

Typowy rozmiar nanodrutu:

długość  $L \sim 1\mu\text{m}$

średnica  $D \simeq 10 \div 100 \text{ nm}$

Typowy rozmiar nanodrutu:

długość  $L \sim 1\mu\text{m}$

średnica  $D \simeq 10 \div 100 \text{ nm}$

**$\implies$  struktury quasi-jednowymiarowe**

# Fizyczne podstawy spintroniki

Działanie przyrządów spintronicznych opiera się na wykorzystaniu oddziaływania pomiędzy **elektronowym spinowym momentem magnetycznym i efektywnym polem magnetycznym.**

Działanie przyrządów spintronicznych opiera się na wykorzystaniu oddziaływania pomiędzy **elektronowym spinowym momentem magnetycznym i efektywnym polem magnetycznym**.

Oddziaływanie to posiada naturę relatywistyczną i może być wyprowadzone z klasycznej elektrodynamiki lub kwantowej mechaniki relatywistycznej (równania Diraca).

W trakcie tego wykładu będę rozważał jedynie **spinowo spolaryzowane elektrony** w półprzewodnikach.

W trakcie tego wykładu będę rozważał jedynie **spinowo spolaryzowane elektrony** w półprzewodnikach. Otrzymane wyniki można również zastosować do **dziur** w półprzewodnikach,

W trakcie tego wykładu będę rozważał jedynie **spinowo spolaryzowane elektrony** w półprzewodnikach. Otrzymane wyniki można również zastosować do **dziur** w półprzewodnikach, jeżeli w prezentowanych poniżej wzorach dokonamy następujących zastąpień:

W trakcie tego wykładu będę rozważał jedynie **spinowo spolaryzowane elektrony** w półprzewodnikach.

Otrzymane wyniki można również zastosować do **dziur** w półprzewodnikach,

jeżeli w prezentowanych poniżej wzorach dokonamy następujących zastąpień:

**ładunek**  $q_e = -e \implies q_h = +e$  ( $e =$  ładunek elementarny)

W trakcie tego wykładu będę rozważał jedynie **spinowo spolaryzowane elektrony** w półprzewodnikach.

Otrzymane wyniki można również zastosować do **dziur** w półprzewodnikach,

jeżeli w prezentowanych poniżej wzorach dokonamy następujących zastąpień:

**ładunek**  $q_e = -e \implies q_h = +e$  ( $e =$  ładunek elementarny)

**pasmowa masa efektywna**  $m_e \implies m_h$

W trakcie tego wykładu będę rozważał jedynie **spinowo spolaryzowane elektrony** w półprzewodnikach.

Otrzymane wyniki można również zastosować do **dziur** w półprzewodnikach,

jeżeli w prezentowanych poniżej wzorach dokonamy następujących zastąpień:

**ładunek**  $q_e = -e \implies q_h = +e$  ( $e =$  ładunek elementarny)

**pasmowa masa efektywna**  $m_e \implies m_h$

**spin**  $s_e = \hbar/2 \implies s_h = \hbar/2, 3\hbar/2$

W trakcie tego wykładu będę rozważał jedynie **spinowo spolaryzowane elektrony** w półprzewodnikach.

Otrzymane wyniki można również zastosować do **dziur** w półprzewodnikach,

jeżeli w prezentowanych poniżej wzorach dokonamy następujących zastąpień:

**ładunek**  $q_e = -e \implies q_h = +e$  ( $e =$  ładunek elementarny)

**pasmowa masa efektywna**  $m_e \implies m_h$

**spin**  $s_e = \hbar/2 \implies s_h = \hbar/2, 3\hbar/2$

**efektywny czynnik Lande'go**  $g_e^* \implies g_h^*$

# Klasyczna elektrodynamika

Jeżeli elektron (o ładunku  $q_e = -e$  i masie spoczynkowej  $m_{e0}$ ) porusza się w próżni z prędkością  $\mathbf{v}$  w zewnętrznych polach magnetycznym ( $\mathbf{B}$ ) i elektrycznym ( $\mathbf{F}$ ) (mierzonych w układzie laboratoryjnym),

Jeżeli elektron (o ładunku  $q_e = -e$  i masie spoczynkowej  $m_{e0}$ ) porusza się w próżni z prędkością  $\mathbf{v}$  w zewnętrznych polach magnetycznym ( $\mathbf{B}$ ) i elektrycznym ( $\mathbf{F}$ ) (mierzonych w układzie laboratoryjnym),  
to działa na niego efektywne pole magnetyczne  $\mathbf{B}_{eff}$  (mierzone w układzie własnym elektronu)

Jeżeli elektron (o ładunku  $q_e = -e$  i masie spoczynkowej  $m_{e0}$ ) porusza się w próżni z prędkością  $\mathbf{v}$  w zewnętrznych polach magnetycznym ( $\mathbf{B}$ ) i elektrycznym ( $\mathbf{F}$ ) (mierzonych w układzie laboratoryjnym),  
to działa na niego efektywne pole magnetyczne  $\mathbf{B}_{eff}$  (mierzone w układzie własnym elektronu)

$$\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{SO} , \quad (2)$$

Jeżeli elektron (o ładunku  $q_e = -e$  i masie spoczynkowej  $m_{e0}$ ) porusza się w próżni z prędkością  $\mathbf{v}$  w zewnętrznych polach magnetycznym ( $\mathbf{B}$ ) i elektrycznym ( $\mathbf{F}$ ) (mierzonych w układzie laboratoryjnym),  
to działa na niego efektywne pole magnetyczne  $\mathbf{B}_{eff}$  (mierzone w układzie własnym elektronu)

$$\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{SO} , \quad (2)$$

gdzie

$$\mathbf{B}_{SO} = -\frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{F} . \quad (3)$$

Jeżeli elektron (o ładunku  $q_e = -e$  i masie spoczynkowej  $m_{e0}$ ) porusza się w próżni z prędkością  $\mathbf{v}$  w zewnętrznych polach magnetycznym ( $\mathbf{B}$ ) i elektrycznym ( $\mathbf{F}$ ) (mierzonych w układzie laboratoryjnym),  
to działa na niego efektywne pole magnetyczne  $\mathbf{B}_{eff}$  (mierzone w układzie własnym elektronu)

$$\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_{SO} , \quad (2)$$

gdzie

$$\mathbf{B}_{SO} = -\frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{F} . \quad (3)$$

Wzór (3) wynika z transformacji Lorentza pola elektromagnetycznego i jest słuszny z dokładnością do wyrazów rzędu  $(v/c)^2$ ,  $c =$  prędkość światła w próżni.

Ze spinem elektronu  $\mathbf{s}$  związany jest spinowy dipolowy moment magnetyczny

Ze spinem elektronu  $\mathbf{s}$  związany jest spinowy dipolowy moment magnetyczny

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\mathbf{s}. \quad (4)$$

Ze spinem elektronu  $\mathbf{s}$  związany jest spinowy dipolowy moment magnetyczny

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\mathbf{s}. \quad (4)$$

$\mu_B = e\hbar/(2m_{e0}) =$  magneton Bohra

$g =$  czynnik Lande'go

Ze spinem elektronu  $\mathbf{s}$  związany jest spinowy dipolowy moment magnetyczny

$$\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\mathbf{s}. \quad (4)$$

$\mu_B = e\hbar/(2m_{e0}) =$  magneton Bohra

$g =$  czynnik Lande'go

W próżni  $g = 2 + \mathcal{O}(10^{-3})$ .

# Energia oddziaływania spinowego dipola elektronu z efektywnym polem magnetycznym

## Energia oddziaływania spinowego dipola elektronu z efektywnym polem magnetycznym

$$E_{spin} = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}_{eff} = E_Z + E_{SO} , \quad (5)$$

## Energia oddziaływania spinowego dipola elektronu z efektywnym polem magnetycznym

$$E_{spin} = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}_{eff} = E_Z + E_{SO} , \quad (5)$$

gdzie  $E_Z$  jest energią **spinowego oddziaływania Zeemana**,

$$E_Z = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B} , \quad (6)$$

## Energia oddziaływania spinowego dipola elektronu z efektywnym polem magnetycznym

$$E_{spin} = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}_{eff} = E_Z + E_{SO} , \quad (5)$$

gdzie  $E_Z$  jest energią **spinowego oddziaływania Zeemana**,

$$E_Z = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B} , \quad (6)$$

a  $E_{SO}$  jest energią **oddziaływania spin-orbita**

$$E_{SO} = \frac{1}{c^2} \boldsymbol{\mu}_s \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{v}) . \quad (7)$$

Wprowadzając pęd elektronu  $\mathbf{p} = m_{e0}\mathbf{v}$  i uwzględniając precesję Thomasa (czynniki 1/2) otrzymujemy

Wprowadzając pęd elektronu  $\mathbf{p} = m_{e0}\mathbf{v}$  i uwzględniając precesję Thomasa (czynniki 1/2) otrzymujemy

$$E_{SO} = \frac{1}{2m_{e0}c^2} \boldsymbol{\mu}_s \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{p}) . \quad (8)$$

Uwaga

## Uwaga

Jeżeli pole elektryczne jest **centralne**, tzn.  $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = F_r(r)(\mathbf{r}/r)$ ,  
to otrzymujemy

## Uwaga

Jeżeli pole elektryczne jest **centralne**, tzn.  $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = F_r(r)(\mathbf{r}/r)$ ,  
to otrzymujemy

$$E_{SO} = -\frac{e\hbar F_r}{4m_{e0}^2 c^2 r} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l}, \quad (9)$$

## Uwaga

Jeżeli pole elektryczne jest **centralne**, tzn.  $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = F_r(r)(\mathbf{r}/r)$ , to otrzymujemy

$$E_{SO} = -\frac{e\hbar F_r}{4m_{e0}^2 c^2 r} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l}, \quad (9)$$

$\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  = orbitalny moment pędu.

## Uwaga

Jeżeli pole elektryczne jest **centralne**, tzn.  $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = F_r(r)(\mathbf{r}/r)$ , to otrzymujemy

$$E_{SO} = -\frac{e\hbar F_r}{4m_{e0}^2 c^2 r} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l}, \quad (9)$$

$\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  = orbitalny moment pędu.

Postać energii oddziaływania (9) tłumaczy nazwę:

## Uwaga

Jeżeli pole elektryczne jest **centralne**, tzn.  $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = F_r(r)(\mathbf{r}/r)$ , to otrzymujemy

$$E_{SO} = -\frac{e\hbar F_r}{4m_{e0}^2 c^2 r} \mathbf{s} \cdot \mathbf{l}, \quad (9)$$

$\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  = orbitalny moment pędu.

Postać energii oddziaływania (9) tłumaczy nazwę:

**oddziaływanie (sprzężenie) spin-orbita.**

# Precesja spinu

Jeżeli potraktujemy spin elektronu jako klasyczny moment pędu, to możemy zastosować równania mechaniki klasycznej do opisu jego ruchu.

Jeżeli potraktujemy spin elektronu jako klasyczny moment pędu, to możemy zastosować równania mechaniki klasycznej do opisu jego ruchu.

Wtedy spin elektronu ewoluuje w polu magnetycznym  $\mathbf{B}_{SO}$  zgodnie z równaniem

Jeżeli potraktujemy spin elektronu jako klasyczny moment pędu, to możemy zastosować równania mechaniki klasycznej do opisu jego ruchu.

Wtedy spin elektronu ewoluuje w polu magnetycznym  $\mathbf{B}_{SO}$  zgodnie z równaniem

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \boldsymbol{\tau} , \quad (10)$$

Jeżeli potraktujemy spin elektronu jako klasyczny moment pędu, to możemy zastosować równania mechaniki klasycznej do opisu jego ruchu.

Wtedy spin elektronu ewoluuje w polu magnetycznym  $\mathbf{B}_{SO}$  zgodnie z równaniem

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \boldsymbol{\tau} , \quad (10)$$

gdzie

$$\boldsymbol{\tau} = \gamma_s \mathbf{s} \times \mathbf{B} \quad (11)$$

jest momentem siły, a  $\gamma_s$  jest spinowym czynnikiem żyromagnetycznym elektronu.

Różnicowa postać równania (10)

$$\frac{\Delta \mathbf{s}}{\Delta t} = \gamma_s \mathbf{s} \times \mathbf{B}_{SO} . \quad (12)$$

Różnicowa postać równania (10)

$$\frac{\Delta \mathbf{s}}{\Delta t} = \gamma_s \mathbf{s} \times \mathbf{B}_{SO} . \quad (12)$$

$\Rightarrow$

$$\Delta \mathbf{s} \perp \mathbf{s} , \quad (13)$$

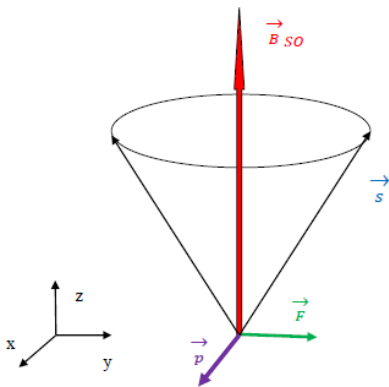
Różnicowa postać równania (10)

$$\frac{\Delta \mathbf{s}}{\Delta t} = \gamma_s \mathbf{s} \times \mathbf{B}_{SO} . \quad (12)$$

$\implies$

$$\Delta \mathbf{s} \perp \mathbf{s} , \quad (13)$$

$\implies$  oddziaływanie spin-orbita powoduje precesję spinu wokół pola magnetycznego  $\mathbf{B}_{SO}$



Precesja spinu elektronu  $\vec{s}$  w polu magnetycznym  $\vec{B}_{SO} = (0, 0, B_{SO})$ . Elektron porusza się wzdłuż osi nanodrutu (oś  $x$ ) z pędem  $\vec{p}$ , pole elektryczne  $\vec{F} = (0, F, 0)$  skierowane jest prostopadle do osi nanodrutu.

Precesja spinu wokół pola magnetycznego  $\mathbf{B}_{SO}$  może być kontrolowana przez pole elektryczne  $\mathbf{F}$  generowane przez zewnętrzne napięcie bramki  $V_g$ .

## Oddziaływania spinowe w półprzewodnikach

Elektron w pasmie przewodnictwa opisywany jest w ramach przybliżenia masy efektywnej (EMA).

Elektron w pasmie przewodnictwa opisywany jest w ramach przybliżenia masy efektywnej (EMA). Zgodnie z EMA dokonujemy zastąpień:

Elektron w pasmie przewodnictwa opisywany jest w ramach przybliżenia masy efektywnej (EMA). Zgodnie z EMA dokonujemy zastąpień:

$m_{e0} \implies m_e =$  pasmowa masa efektywna,

Elektron w pasmie przewodnictwa opisywany jest w ramach przybliżenia masy efektywnej (EMA). Zgodnie z EMA dokonujemy zastąpień:

$m_{e0} \implies m_e =$  pasmowa masa efektywna,  
 $g \implies g^* =$  efektywny czynnik Lande'go.

W próżni  $g^* = g = 2$ .

W próżni  $g^* = g = 2$ .

W półprzewodnikach:  $g^* \neq 2$ , a nawet  $g^* < 0$ .

W próżni  $g^* = g = 2$ .

W półprzewodnikach:  $g^* \neq 2$ , a nawet  $g^* < 0$ .

Np. w GaAs:  $g^* = -0.44$ ,

W próżni  $g^* = g = 2$ .

W półprzewodnikach:  $g^* \neq 2$ , a nawet  $g^* < 0$ .

Np. w GaAs:  $g^* = -0.44$ ,

natomiast w półprzewodniku magnetycznym (CdMnTe)  
 $g^*$  osiąga  $\simeq 500$ ,

W próżni  $g^* = g = 2$ .

W półprzewodnikach:  $g^* \neq 2$ , a nawet  $g^* < 0$ .

Np. w GaAs:  $g^* = -0.44$ ,

natomiast w półprzewodniku magnetycznym (CdMnTe)

$g^*$  osiąga  $\simeq 500$ ,

$\implies$  **gigantyczny spinowy efekt Zeemana**

# Oddziaływanie spin-orbita w półprzewodnikach

## Oddziaływanie spin-orbita w półprzewodnikach

We wzorze na energię oddziaływania spin-orbita

$$E_{SO} = \frac{1}{2m_{e0}c^2} \boldsymbol{\mu}_s \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{p}) \quad (14)$$

dokonyjemy następującego zastąpienia:

## Oddziaływanie spin-orbita w półprzewodnikach

We wzorze na energię oddziaływania spin-orbita

$$E_{SO} = \frac{1}{2m_{e0}c^2} \boldsymbol{\mu}_s \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{p}) \quad (14)$$

dokonyjemy następującego zastąpienia:

energia kreacji pary elektron-pozytron  $2m_{e0}c^2$

## Oddziaływanie spin-orbita w półprzewodnikach

We wzorze na energię oddziaływania spin-orbita

$$E_{SO} = \frac{1}{2m_{e0}c^2} \boldsymbol{\mu}_s \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{p}) \quad (14)$$

dokonyjemy następującego zastąpienia:

energia kreacji pary elektron-pozytron  $2m_{e0}c^2$

$\implies$  energia kreacji pary elektron-dziura (przerwa energetyczna półprzewodnika  $E_g$ )

$$2m_{e0}c^2 \simeq 1 \text{ MeV} \implies E_g \simeq 1 \text{ eV}$$

$$2m_{e0}c^2 \simeq 1 \text{ MeV} \implies E_g \simeq 1 \text{ eV}$$

$\implies$  sprzężenie SO w półprzewodniku byłoby  $\sim 10^6$  razy silniejsze niż w próżni ???

$$2m_{e0}c^2 \simeq 1 \text{ MeV} \implies E_g \simeq 1 \text{ eV}$$

$\implies$  sprzężenie SO w półprzewodniku byłoby  $\sim 10^6$  razy silniejsze niż w próżni ???

Dane eksperymentalne pokazują, że sprzężenie SO w półprzewodnikach nie jest aż tak silne (nawet dla silnego pola elektrycznego  $E_{SO} \simeq 1 \div 10 \text{ meV}$ ).

Dla półprzewodnika w zewnętrznym polu elektrycznym  $\mathbf{F}$   
sprzężenie spin-orbita jest opisane **hamiltonianem Rashby**

Dla półprzewodnika w zewnętrznym polu elektrycznym  $\mathbf{F}$  sprzężenie spin-orbita jest opisane **hamiltonianem Rashby**

$$H_{SO,R} = e\alpha\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{k}) , \quad (15)$$

Dla półprzewodnika w zewnętrznym polu elektrycznym  $\mathbf{F}$  sprzężenie spin-orbita jest opisane **hamiltonianem Rashby**

$$H_{SO,R} = e\alpha\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{k}) , \quad (15)$$

$\alpha$  = stała sprzężenia Rashby,  $\mathbf{k} = -i\nabla$ .

Dla półprzewodnika w zewnętrznym polu elektrycznym  $\mathbf{F}$  sprzężenie spin-orbita jest opisane **hamiltonianem Rashby**

$$H_{SO,R} = e\alpha\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{k}) , \quad (15)$$

$\alpha$  = stała sprzężenia Rashby,  $\mathbf{k} = -i\nabla$ .

Dla InAs:  $\alpha = 1.17 \text{ nm}^2$ ,  $m_e = 0.026 m_{e0}$ .

Sprzężenie Rashby wynika z ruchu elektronu w **zewnętrznym polu elektrycznym**, wytwarzanym przez elektrody zewnętrzne.

Sprężenie Rashby wynika z ruchu elektronu w **zewnętrznym polu elektrycznym**, wytwarzanym przez elektrody zewnętrzne. Na elektron w krysztale półprzewodnikowym działa ponadto **wewnętrzne pole elektryczne**, wytwarzane przez rdzenie atomowe.

Sprężenie Rashby wynika z ruchu elektronu w **zewnętrznym polu elektrycznym**, wytwarzanym przez elektrody zewnętrzne. Na elektron w krysztale półprzewodnikowym działa ponadto **wewnętrzne pole elektryczne**, wytwarzane przez rdzenie atomowe. Pole to również prowadzi do sprężenia SO (**sprężenie Dresselhausa**).

Sprężenie Rashby wynika z ruchu elektronu w **zewnątrznym polu elektrycznym**, wytwarzanym przez elektrody zewnętrzne. Na elektron w krysztale półprzewodnikowym działa ponadto **wewnętrzne pole elektryczne**, wytwarzane przez rdzenie atomowe.

Pole to również prowadzi do sprężenia SO (**sprężenie Dresselhausa**).

Sprężenie Dresselhausa zależy od struktury krystalicznej, rozmiarów nanostruktury, domieszkowania,

Sprężenie Rashby wynika z ruchu elektronu w **zewnątrznym polu elektrycznym**, wytwarzanym przez elektrody zewnętrzne. Na elektron w krysztale półprzewodnikowym działa ponadto **wewnętrzne pole elektryczne**, wytwarzane przez rdzenie atomowe.

Pole to również prowadzi do sprężenia SO (**sprężenie Dresselhausa**).

Sprężenie Dresselhausa zależy od struktury krystalicznej, rozmiarów nanostruktury, domieszkowania, lecz **nie zależy od zewnętrznego pola elektrycznego**.

Sprzężenie Rashby wynika z ruchu elektronu w **zewnątrznym polu elektrycznym**, wytwarzanym przez elektrody zewnętrzne. Na elektron w krysztale półprzewodnikowym działa ponadto **wewnętrzne pole elektryczne**, wytwarzane przez rdzenie atomowe.

Pole to również prowadzi do sprzężenia SO (**sprzężenie Dresselhausa**).

Sprzężenie Dresselhausa zależy od struktury krystalicznej, rozmiarów nanostruktury, domieszkowania, lecz **nie zależy od zewnętrznego pola elektrycznego**.

⇒ Dla odpowiednio silnego pola  $\mathbf{F}$  oddziaływanie Rashby dominuje.

Sprzężenie Rashby wynika z ruchu elektronu w **zewnątrznym polu elektrycznym**, wytwarzanym przez elektrody zewnętrzne. Na elektron w kryształach półprzewodnikowych działa ponadto **wewnętrzne pole elektryczne**, wytwarzane przez rdzenie atomowe.

Pole to również prowadzi do sprzężenia SO (**sprzężenie Dresselhausa**).

Sprzężenie Dresselhausa zależy od struktury krystalicznej, rozmiarów nanostruktury, domieszkowania, lecz **nie zależy od zewnętrznego pola elektrycznego**.

⇒ Dla odpowiednio silnego pola  $\mathbf{F}$  oddziaływanie Rashby dominuje.

W dalszym ciągu będę rozważał wyłącznie oddziaływanie Rashby.

## Model nanodrutu

Zakładamy, że elektron porusza się (prawie) swobodnie w kierunku osi nanodrutu  $z$  (osi wzrostu),

Zakładamy, że elektron porusza się (prawie) swobodnie w kierunku osi nanodrutu  $z$  (osi wzrostu), natomiast jest uwięziony w kierunkach poprzecznych  $(x, y)$ .

Zakładamy, że elektron porusza się (prawie) swobodnie w kierunku osi nanodrutu  $z$  (osi wzrostu), natomiast jest uwięziony w kierunkach poprzecznych  $(x, y)$ .  
Poprzeczny potencjał uwięzienia może być przyjęty w postaci odpowiednio głębokiej studni potencjału.

Zakładamy, że elektron porusza się (prawie) swobodnie w kierunku osi nanodrutu  $z$  (osi wzrostu), natomiast jest uwięziony w kierunkach poprzecznych  $(x, y)$ .

Poprzeczny potencjał uwięzienia może być przyjęty w postaci odpowiednio głębokiej studni potencjału.

$\implies$  skwantowane poziomy energetyczne  $E_{n_{\perp}}$ , wynikające z kwantowania przestrzennego w kierunkach  $x, y$

W prostym modelu nanodrutu o przekroju kwadratowym potencjał uwięzienia bocznego ma postać nieskończenie głębokiej studni potencjału.

W prostym modelu nanodrutu o przekroju kwadratowym potencjał uwięzienia bocznego na postać nieskończenie głębokiej studni potencjału.

Wtedy

$$E_{n_{\perp}} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{m_e} \left( \frac{n_{\perp}}{W} \right)^2, \quad (16)$$

W prostym modelu nanodrutu o przekroju kwadratowym potencjał uwięzienia bocznego na postać nieskończenie głębokiej studni potencjału.

Wtedy

$$E_{n_{\perp}} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{m_e} \left( \frac{n_{\perp}}{W} \right)^2, \quad (16)$$

gdzie  $n_{\perp} = 1, 2, \dots$ , a  $W$  długością boku kwadratu.

Stany kwantowe o różnych  $n_{\perp}$ , czyli **podpasma poprzeczne (mody poprzeczne)**, tworzą różne **kanały przewodnictwa**, aktywowane w kwantowych procesach transportu.

# Filtr spinowy

# Rezonansowa dioda tunelowa (RTD) GaN/GaMnN o strukturze warstwowej (planarnej)



## Spin filter effect at room temperature in GaN/GaMnN ferromagnetic resonant tunnelling diode

P. Wójcik,<sup>a)</sup> J. Adamowski, M. Wołoszyn, and B. J. Spisak

*University of Science and Technology, Faculty of Physics and Applied Computer Science, Kraków, Poland*

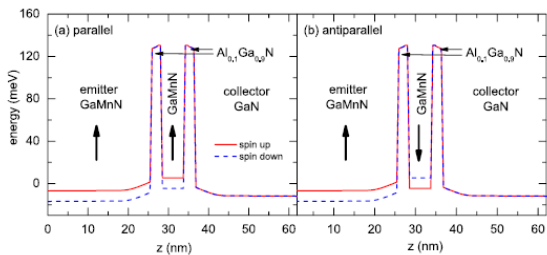


FIG. 1. Self-consistent potential energy profile for spin up and spin down electrons calculated for (a) parallel and (b) antiparallel alignments of the magnetization of the emitter and quantum well layers.

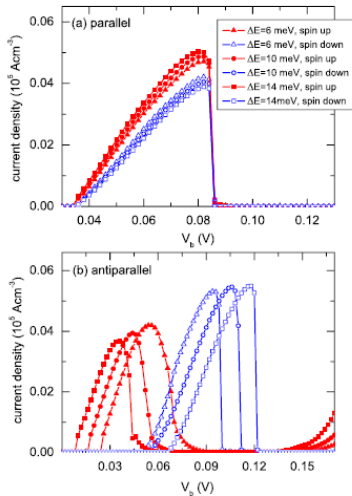


FIG. 2. Current-voltage characteristics for spin up (red) and spin down (blue) current components calculated for different values of the splitting energy  $\Delta E$  and (a) parallel, (b) antiparallel alignments of the magnetization of the emitter and the quantum well layers at  $T = 4.2 \text{ K}$ .

## Polaryzacja spinowa prądu

## Polaryzacja spinowa prądu

$$\text{spin polarization} = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}}$$

## Polaryzacja spinowa prądu

$$\text{spin polarization} = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}}$$

$j_{\sigma}$  = gęstość prądu dla  $\sigma = \uparrow, \downarrow$ .

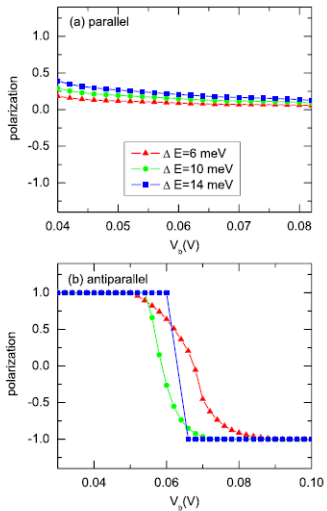
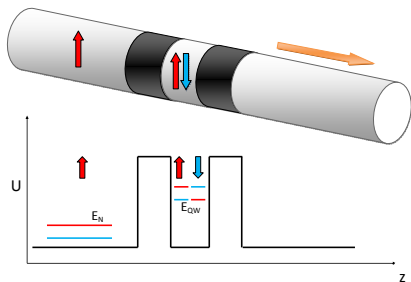
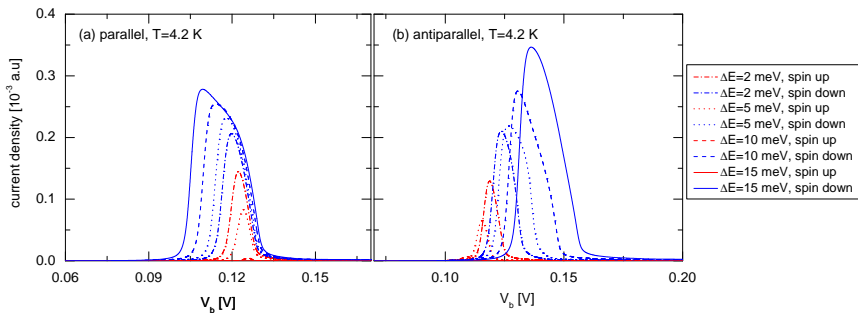


FIG. 3. Spin polarization of current  $P$  as a function of bias  $V_b$  for different values of splitting energy  $\Delta E$  and (a) parallel and (b) antiparallel alignments of the magnetization of the emitter and the quantum well layers at  $T = 4.2$  K.

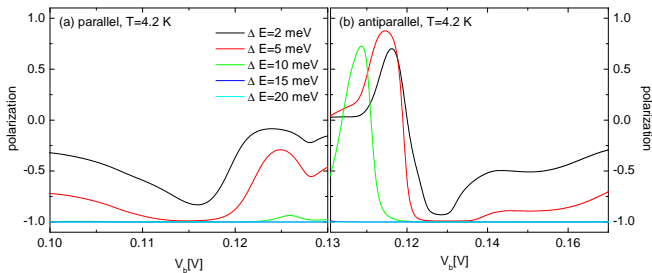
# Rezonansowa dioda tunelowa (RTD) GaN/GaMnN w postaci nanodrutu



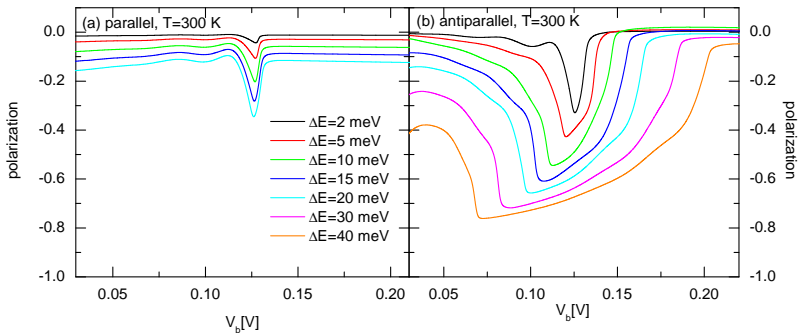
Schemat RTD w postaci nanodrutu. Kontakt lewy (emiter) i studnia kwantowa (QW) są wytworzone z półprzewodnika ferromagnetycznego GaMnN, kontakt prawy (kolektor) – GaN, bariery – AlGaIn.  $\Delta E$  = rozszczepienie spinowe pasma przewodnictwa GaMnN,  $\Delta E \sim E_Z$ .



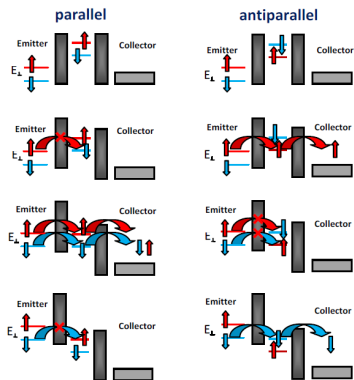
Charakterystyki prądowo-napięciowe dla  $T = 4.2$  K. Wektory magnetyzacji źródła (emitera) i studni kwantowej (QW) są (a) równoległe, (b) antyrównoległe.



Polaryzacja spinowa prądu dla  $T = 4.2$  K. Wektory magnetyzacji źródła (emitera) i studni kwantowej (QW) są (a) równoległe, (b) antyrównoległe.



Polaryzacja spinowa prądu dla  $T = 300$  K. Wektory magnetyzacji źródła (emitera) i studni kwantowej (QW) są (a) równoległe, (b) antyrównoległe.



Schemat transportu spinu elektronu w nanodrucie dla równoległych (lewy rysunek) i antyrównoległych (prawy rysunek) wektorów magnetyzacji obszarów źródła i studni kwantowej. Napięcie emiter-kolektor rośnie od góry do dołu.

## Podsumowanie wyników dla filtra spinowego

## Podsumowanie wyników dla filtra spinowego

- ▶ W celu otrzymania efektywnej polaryzacji spinowej prądu preferowane jest **antyrownoległe namagnesowanie obszarów źródła i studni kwantowej.**

## Podsumowanie wyników dla filtra spinowego

- ▶ W celu otrzymania efektywnej polaryzacji spinowej prądu preferowane jest **antyrownoległe namagnesowanie obszarów źródła i studni kwantowej**.
- ▶ Polaryzacja spinowa prądu może osiągać  $|P| = 1$  w temperaturze helowej i  $|P| = 0.75$  w temperaturze pokojowej.

## Podsumowanie wyników dla filtra spinowego

- ▶ W celu otrzymania efektywnej polaryzacji spinowej prądu preferowane jest **antyrownoległe namagnesowanie obszarów źródła i studni kwantowej**.
- ▶ Polaryzacja spinowa prądu może osiągać  $|P| = 1$  w temperaturze helowej i  $|P| = 0.75$  w temperaturze pokojowej.
- ▶ Filtr spinowy na bazie RTD jest analogiem polaryzatora/analizatora fotonów.

# Tranzystor spinowy

## A. Idea tranzystora spinowego

## A. Idea tranzystora spinowego

Analogia pomiędzy działaniem modulatora elektro-optycznego i tranzystora spinowego.

## Electronic analog of the electro-optic modulator

Supriyo Datta and Biswajit Das

*School of Electrical Engineering, Purdue University, West Lafayette, Indiana 47907*

(Received 3 October 1989; accepted for publication 5 December 1989)

We propose an electron wave analog of the electro-optic light modulator. The current modulation in the proposed structure arises from spin precession due to the spin-orbit coupling in narrow-gap semiconductors, while magnetized contacts are used to preferentially inject and detect specific spin orientations. This structure may exhibit significant current modulation despite multiple modes, elevated temperatures, or a large applied bias.

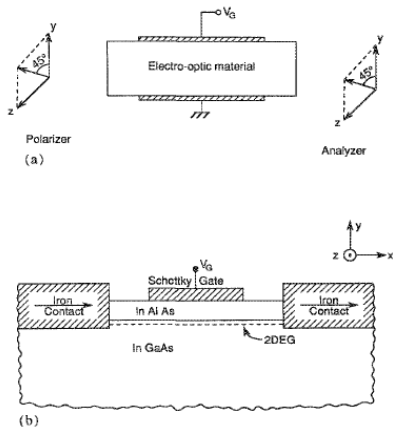
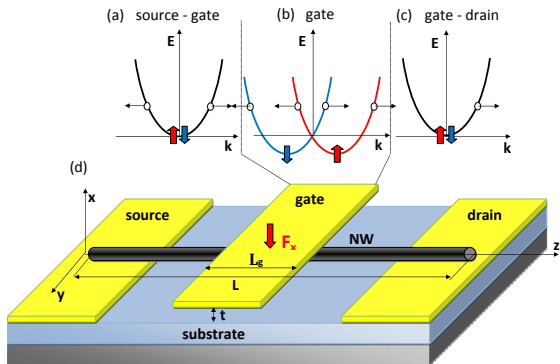


FIG. 1. (a) Electro-optic modulator; (b) proposed electron wave analog of the electro-optic modulator.

## Spin transistor operation driven by the Rashba spin-orbit coupling in the gated nanowire

P. Wójcik, J. Adamowski,<sup>a)</sup> B. J. Spisak, and M. Wołoszyn

*Faculty of Physics and Applied Computer Science, AGH University of Science and Technology,  
al. Mickiewicza 30, Kraków, Poland*



Schemat tranzystora spinowego zbudowanego z nanodrutu półprzewodnikowego z boczną bramką.

## B. Idealne warunki pracy

Założenia:

Założenia:

- ▶ pełna polaryzacja spinowa elektronów w źródle i drenie,

Założenia:

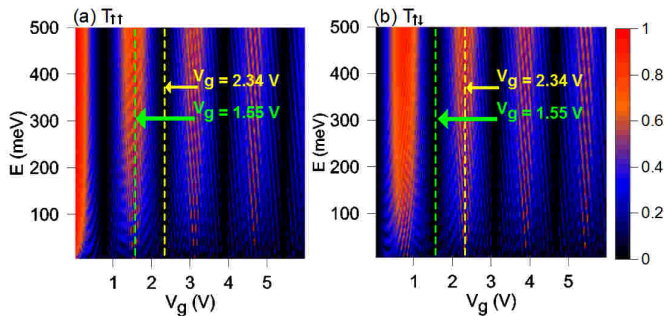
- ▶ pełna polaryzacja spinowa elektronów w źródle i drenie,
- ▶ temperatura  $T = 0$ ,

Założenia:

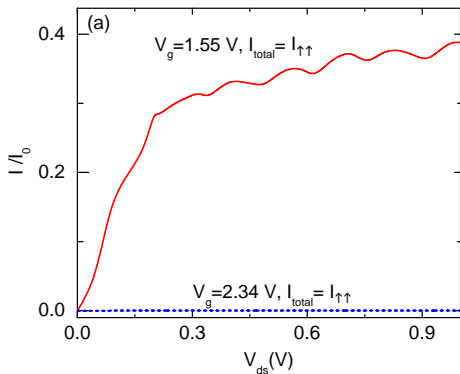
- ▶ pełna polaryzacja spinowa elektronów w źródle i drenie,
- ▶ temperatura  $T = 0$ ,
- ▶ transport balistyczny (brak rozproszeń),

Założenia:

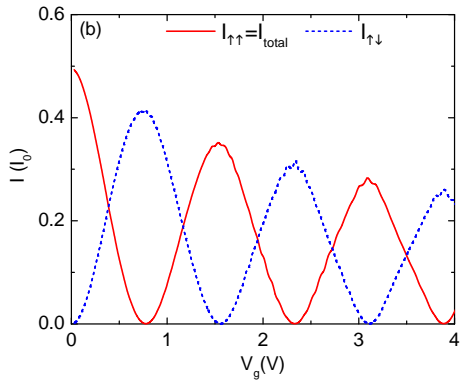
- ▶ pełna polaryzacja spinowa elektronów w źródle i drenie,
- ▶ temperatura  $T = 0$ ,
- ▶ transport balistyczny (brak rozprożeń),
- ▶ przewodnictwo przez jedno podpasmo poprzeczne (jeden kanał transportu).



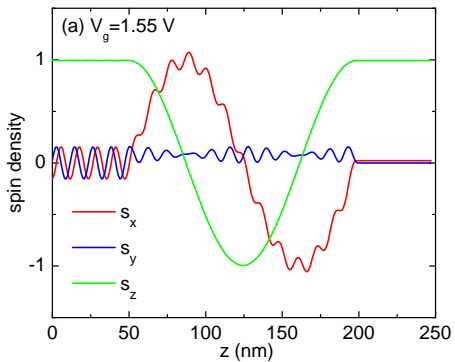
Współczynnik transmisji dla procesów: (a) bez zmiany spinu, (b) z odwróceniem spinu, w funkcji napięcia bramki  $V_g$  i energii  $E$  wstrzykiwanych elektronów.



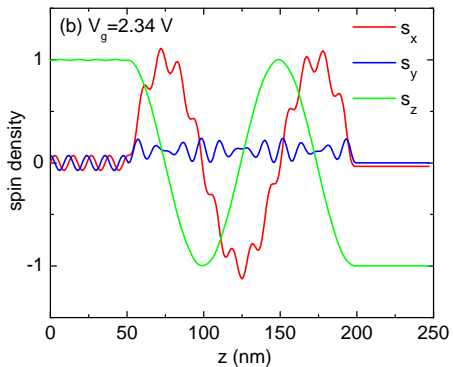
Charakterystyki prądowo-napięciowe dla  $T = 0$ .  $V_{ds}$  = napięcie dren-źródło.



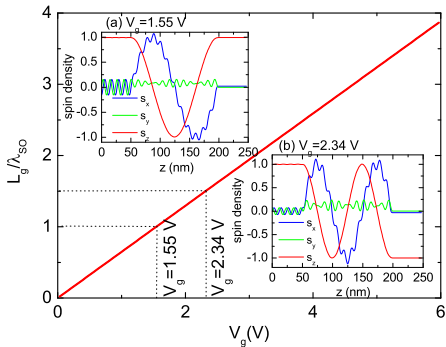
Prąd  $I$  w funkcji napięcia bramki  $V_g$  dla  $T = 0$ .



Pełny obrót składowej  $z$ -owej spinu.



Połówkowy obrót składowej  $z$ -owej spinu.



$\lambda_{SO}$  = długość sprzężenia spin-orbita (po przebyciu przez elektron drogi  $\lambda_{SO}$  spin elektronu wraca do stanu początkowego).  $L_g$  = długość bramki,  $V_g$  = napięcie bramki. (a) Całkowita (b) połówkowa liczba obrotów składowej  $z$ -owej spinu.

Obliczenia pokazały, że stosunek  $L_g/\lambda_{SO}$  jest **liniową funkcją napięcia bramki**.

Obliczenia pokazały, że stosunek  $L_g/\lambda_{SO}$  jest **liniową funkcją napięcia bramki**.

$$\frac{L_g}{\lambda_{SO}} = aV_g , \quad (17)$$

Obliczenia pokazały, że stosunek  $L_g/\lambda_{SO}$  jest **liniową funkcją napięcia bramki**.

$$\frac{L_g}{\lambda_{SO}} = aV_g, \quad (17)$$

$$a = 0.65 \text{ V}^{-1}.$$

## C. Realistyczne warunki pracy

Uwzględniamy fakt, że polaryzacja spinowa  $P$  elektronów w kontaktach nie jest pełna.

Uwzględniamy fakt, że polaryzacja spinowa  $P$  elektronów w kontaktach nie jest pełna.

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (18)$$

Uwzględniamy fakt, że polaryzacja spinowa  $P$  elektronów w kontaktach nie jest pełna.

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (18)$$

$n_{\sigma}$  = gęstość elektronów o spinie  $\sigma = \uparrow, \downarrow$

Założenia:

Założenia:

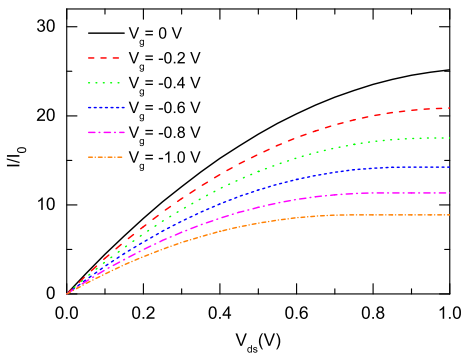
- ▶ częściowa polaryzacja spinowa elektronów w kontaktach ( $P < 1$ ),

Założenia:

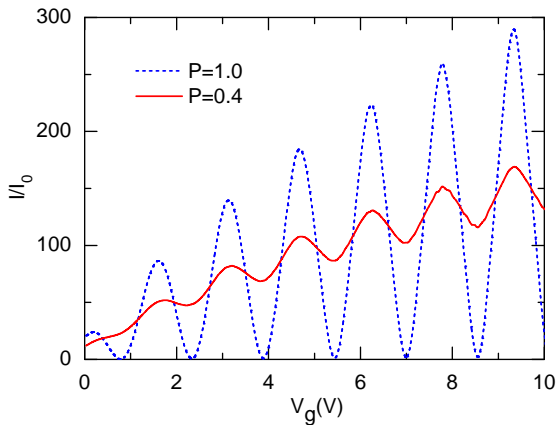
- ▶ częściowa polaryzacja spinowa elektronów w kontaktach ( $P < 1$ ),
- ▶ temperatura pokojowa,

## Założenia:

- ▶ częściowa polaryzacja spinowa elektronów w kontaktach ( $P < 1$ ),
- ▶ temperatura pokojowa,
- ▶ przewodnictwo przez wiele podpasem (wiele kanałów transportu).



Charakterystyki prądowo-napięciowe dla  $P = 0.4$  w temperaturze pokojowej  $T = 300$  K.  $V_{ds}$  = napięcie dren-źródło.



Prąd  $I$  w funkcji napięcia bramki  $V_g$  dla pełnej ( $P = 1$ ) i częściowej ( $P = 0.4$ ) polaryzacji spinowej elektronów w kontaktach dla  $T = 300$  K.

## D. Porównanie z eksperymentem

# An InAs Nanowire Spin Transistor with Subthreshold Slope of 20mV/dec

Kanji Yoh<sup>1)</sup>, Z. Cui<sup>1)</sup>, K. Konishi<sup>1)</sup>, M. Ohno<sup>2)</sup>, K. Blekkes<sup>3)</sup>, W. Prost<sup>3)</sup>, F.-J. Tegude<sup>3)</sup>, J.-C. Harmand<sup>4)</sup>

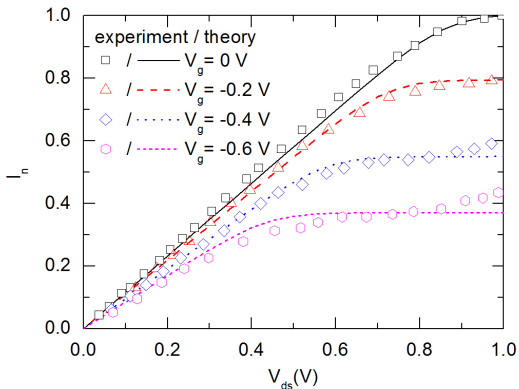
<sup>1)</sup> Research Center for Integrated Quantum Electronics , Hokkaido University, 060-6828 Sapporo, Japan

<sup>2)</sup> Graduate School of Engineering, Hokkaido University, 060-6828 Sapporo, Japan

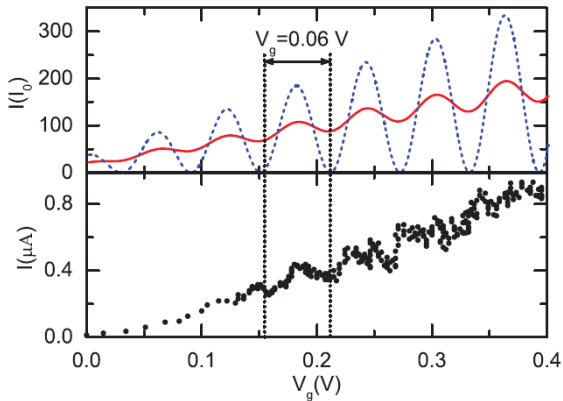
<sup>3)</sup> Semiconductor and Information Engineering , University of Duisburg-Essen, 47057 Duisburg, Germany

<sup>4)</sup> CNRS-Laboratory of Photonic and Nanostructures , F-91460 Marcoussis, France

phone: +81 11 706-6872, fax: +81 11 716-6004, email: kanjiyoh@aol.com



Charakterystyki prądowo-napięciowe tranzystora spinowego na bazie nanodrutu dla  $P = 0.4$  i  $T = 300\text{K}$ . Symbole odpowiadają wynikom eksperymentalnym Yoh et al., krzywe pokazują wyniki obliczeń.



Prąd  $I$  w funkcji napięcia bramki  $V_g$  dla  $T = 300$  K. Górny rysunek: wyniki obliczeń dla  $P = 1$  (czerwona krzywa ciągła) i  $P = 0.4$  (niebieska krzywa przerywana). Dolny rysunek: wyniki eksperymentalne Yoh et al.

Okres oscylacji prądu w funkcji napięcia bramki:

Okres oscylacji prądu w funkcji napięcia bramki:

$$\Delta V_g^{expt} = \Delta V_g^{calc} = 60 \text{ mV} .$$

# Podsumowanie wyników dla tranzystora spinowego z nanodrutu

Nanodrut z boczną bramką, wytworzony z półprzewodnika z odpowiednio silnym sprzężeniem spin-orbita, np. InAs, może działać jak tranzystor spinowy.

- ▶ W nanodrucie półprzewodnikowym z boczną bramką możemy sterować sprzężeniem spin-orbita zmieniając napięcie bramki.

- ▶ W nanodrucie półprzewodnikowym z boczną bramką możemy sterować sprzężeniem spin-orbita zmieniając napięcie bramki.
- ▶  $\implies$  Zmiana spinu elektronu bez zewnętrznego pola magnetycznego  $\implies$  **All-electric operation**

- ▶ W nanodrucie półprzewodnikowym z boczną bramką możemy sterować sprzężeniem spin-orbita zmieniając napięcie bramki.
- ▶  $\implies$  Zmiana spinu elektronu bez zewnętrznego pola magnetycznego  $\implies$  **All-electric operation**
- ▶ Oscylacje prądu w funkcji napięcia bramki.

- ▶ W nanodrucie półprzewodnikowym z boczną bramką możemy sterować sprzężeniem spin-orbita zmieniając napięcie bramki.
- ▶  $\implies$  Zmiana spinu elektronu bez zewnętrznego pola magnetycznego  $\implies$  **All-electric operation**
- ▶ Oscylacje prądu w funkcji napięcia bramki.
- ▶  $\implies$  Prąd płynący przez nanodrut może być włączany/wyłączany za pomocą odpowiednio dostrojonego napięcia bramki (niezależnie dla każdej polaryzacji spinowej).

- ▶ W nanodrucie półprzewodnikowym z boczną bramką możemy sterować sprzężeniem spin-orbita zmieniając napięcie bramki.
- ▶  $\implies$  Zmiana spinu elektronu bez zewnętrznego pola magnetycznego  $\implies$  **All-electric operation**
- ▶ Oscylacje prądu w funkcji napięcia bramki.
- ▶  $\implies$  Prąd płynący przez nanodrut może być włączany/wyłączany za pomocą odpowiednio dostrojonego napięcia bramki (niezależnie dla każdej polaryzacji spinowej).
- ▶ Efektywność pracy tranzystora spinowego silnie zależy od polaryzacji spinowej elektronów w źródle i drenie.

- ▶ W nanodrucie półprzewodnikowym z boczną bramką możemy sterować sprzężeniem spin-orbita zmieniając napięcie bramki.
- ▶  $\implies$  Zmiana spinu elektronu bez zewnętrznego pola magnetycznego  $\implies$  **All-electric operation**
- ▶ Oscylacje prądu w funkcji napięcia bramki.
- ▶  $\implies$  Prąd płynący przez nanodrut może być włączany/wyłączany za pomocą odpowiednio dostrojonego napięcia bramki (niezależnie dla każdej polaryzacji spinowej).
- ▶ Efektywność pracy tranzystora spinowego silnie zależy od polaryzacji spinowej elektronów w źródle i drenie.
- ▶ Przewidujemy, że najbardziej obiecująca konstrukcja tranzystora spinowego będzie się opierała na nanodrucie GAA (Gate-All-Around nanowire).

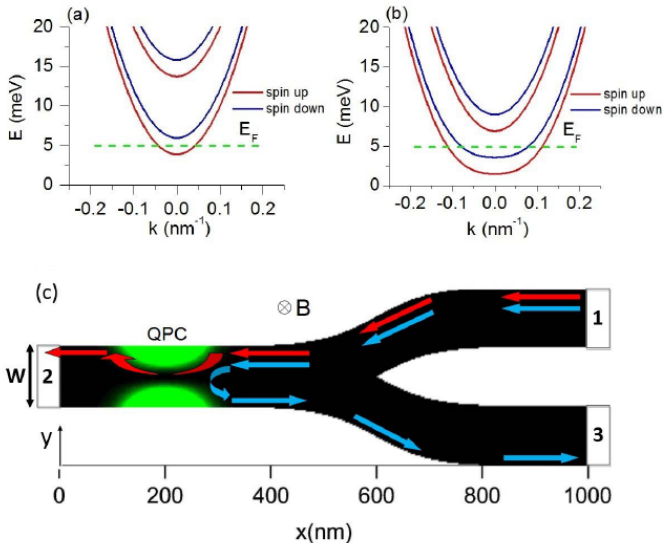
# Separator spinów



## Spin splitting generated in a Y-shaped semiconductor nanostructure with a quantum point contact

P. Wójcik,<sup>a)</sup> J. Adamowski,<sup>b)</sup> M. Wołoszyn, and B. J. Spisak

*AGH University of Science and Technology, Faculty of Physics and Applied Computer Science,  
al. Mickiewicza 30, Kraków, Poland*



(a, b) Relacje dyspersji  $E(k)$ . (c) Schemat separatora spinów w nanostrukturze Y z kwantowym kontaktem punktowym (QPC).

# Model teoretyczny

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

$H_0$  = hamiltonian pojedynczego elektronu w nanodrucie w zewnętrznym polu magnetycznym

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

$H_0$  = hamiltonian pojedynczego elektronu w nanodrucie w zewnętrznym polu magnetycznym

$H_Z$  = hamiltonian oddziaływania Zeemana spinu elektronu z zewnętrznym polem magnetycznym

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

$H_0$  = hamiltonian pojedynczego elektronu w nanodrucie w zewnętrznym polu magnetycznym

$H_Z$  = hamiltonian oddziaływania Zeemana spinu elektronu z zewnętrznym polem magnetycznym

$U_{QPC}$  = energia potencjalna elektronu w QPC

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

$H_0$  = hamiltonian pojedynczego elektronu w nanodrucie w zewnętrznym polu magnetycznym

$H_Z$  = hamiltonian oddziaływania Zeemana spinu elektronu z zewnętrznym polem magnetycznym

$U_{QPC}$  = energia potencjalna elektronu w QPC

$$U_{QPC} = \frac{1}{2}m_e\omega^2y^2 \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2d^2}\right] \quad (20)$$

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

$H_0$  = hamiltonian pojedynczego elektronu w nanodrucie w zewnętrznym polu magnetycznym

$H_Z$  = hamiltonian oddziaływania Zeemana spinu elektronu z zewnętrznym polem magnetycznym

$U_{QPC}$  = energia potencjalna elektronu w QPC

$$U_{QPC} = \frac{1}{2}m_e\omega^2y^2 \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2d^2}\right] \quad (20)$$

$\hbar\omega$  = energia uwięzienia (w kierunku  $y$ )

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

$H_0$  = hamiltonian pojedynczego elektronu w nanodrucie w zewnętrznym polu magnetycznym

$H_Z$  = hamiltonian oddziaływania Zeemana spinu elektronu z zewnętrznym polem magnetycznym

$U_{QPC}$  = energia potencjalna elektronu w QPC

$$U_{QPC} = \frac{1}{2}m_e\omega^2y^2 \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2d^2}\right] \quad (20)$$

$\hbar\omega$  = energia uwięzienia (w kierunku  $y$ )

$x_0$  = położenie środka QPC

## Model teoretyczny

$$H = H_0 + H_Z + U_{QPC} \quad (19)$$

$H_0$  = hamiltonian pojedynczego elektronu w nanodrucie w zewnętrznym polu magnetycznym

$H_Z$  = hamiltonian oddziaływania Zeemana spinu elektronu z zewnętrznym polem magnetycznym

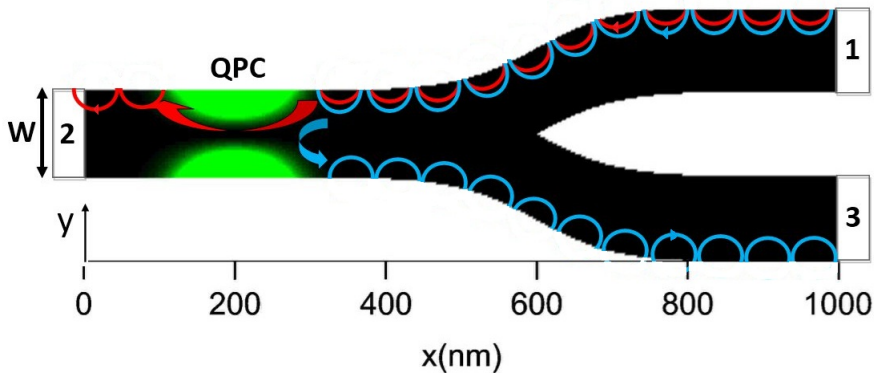
$U_{QPC}$  = energia potencjalna elektronu w QPC

$$U_{QPC} = \frac{1}{2} m_e \omega^2 y^2 \exp \left[ -\frac{(x - x_0)^2}{2d^2} \right] \quad (20)$$

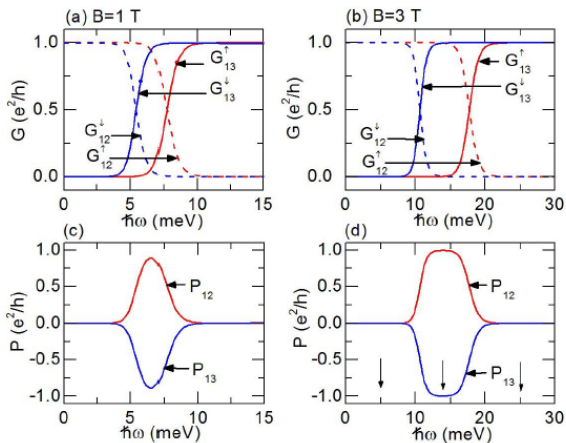
$\hbar\omega$  = energia uwięzienia (w kierunku  $y$ )

$x_0$  = położenie środka QPC

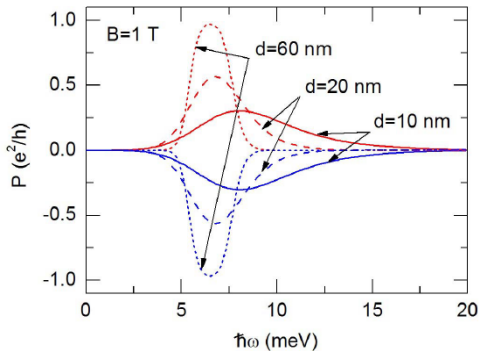
$d$  = rozmiar QPC (w kierunku  $x$ )



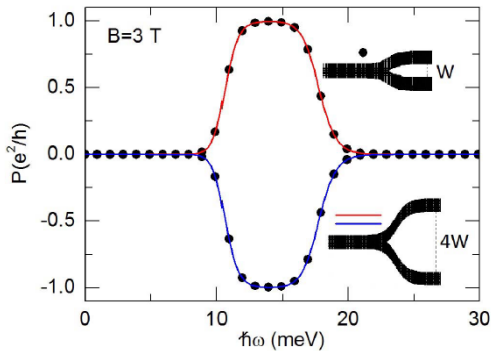
Transport spinu przez stany powierzchniowe.



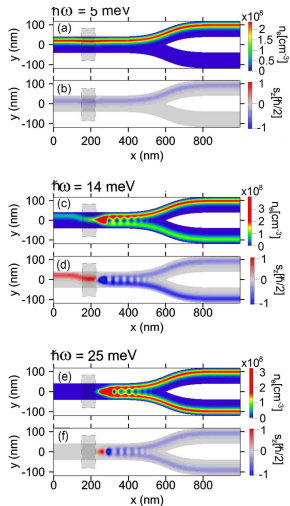
(a, b) Przewodnictwo spinowe  $G$  i polaryzacja spinowa  $P = G_\uparrow - G_\downarrow$  dla pola magnetycznego  $B = 1$  T, 3 T w funkcji energii uwięzienia  $\hbar\omega$  w QPC.



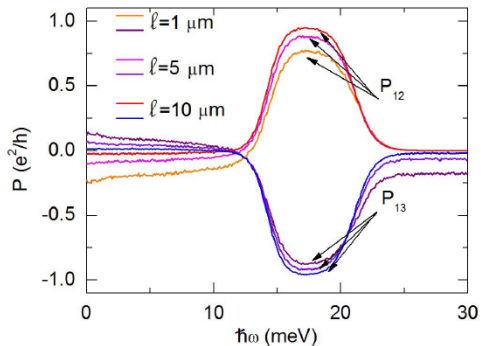
Polaryzacja spinowa  $P$  dla  $B = 1$  T w funkcji rozmiaru  $d$  QPC i energii uwięzienia  $\hbar\omega$  w QPC.



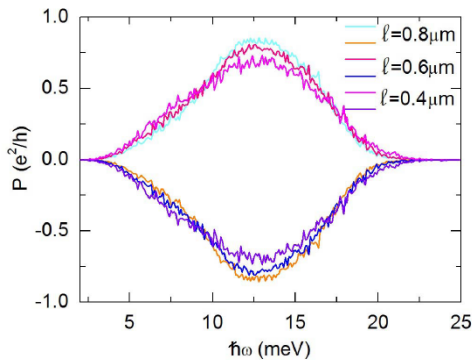
Polaryzacja spinowa  $P$  dla różnych kątów pomiędzy ramionami Y w funkcji energii uwięzienia  $\hbar\omega$ .



Optymalizacja parametru  $\hbar\omega$  w celu otrzymania pełnej separacji spinów (rysunek środkowy).  $B = 3 \text{ T}$ .



Wpływ rozpraszania (niezależnego od spinu) na efekt separacji prądów spinowych dla  $\ell \geq L$ , gdzie  $\ell$  = długość rozpraszania,  $L$  = długość nanodrutu.



Wpływ rozpraszania (niezależnego od spinu) na efekt separacji prądów spinowych dla  $\ell < L$ .

# Podsumowanie wyników dla separatora spinów

- ▶ nanostruktura (nanodrut) Y z QPC w zewnętrznym polu magnetycznym może pracować jako efektywny separator prądów spinowych

- ▶ nanostruktura (nanodrut) Y z QPC w zewnętrznym polu magnetycznym może pracować jako efektywny separator prądów spinowych
- ▶ separacja spinów wynika z połączonego działania:
  - ▶ kwantowego kontaktu spinowego (QPC)

- ▶ nanostruktura (nanodrut) Y z QPC w zewnętrznym polu magnetycznym może pracować jako efektywny separator prądów spinowych
- ▶ separacja spinów wynika z połączonego działania:
  - ▶ kwantowego kontaktu spinowego (QPC)
  - ▶ spinowego efektu Zeemana

- ▶ nanostruktura (nanodrut) Y z QPC w zewnętrznym polu magnetycznym może pracować jako efektywny separator prądów spinowych
- ▶ separacja spinów wynika z połączonego działania:
  - ▶ kwantowego kontaktu spinowego (QPC)
  - ▶ spinowego efektu Zeemana
  - ▶ transportu prądu przez stany powierzchniowe

- ▶ nanostruktura (nanodrut) Y z QPC w zewnętrznym polu magnetycznym może pracować jako efektywny separator prądów spinowych
- ▶ separacja spinów wynika z połączonego działania:
  - ▶ kwantowego kontaktu spinowego (QPC)
  - ▶ spinowego efektu Zeemana
  - ▶ transportu prądu przez stany powierzchniowe
- ▶ w wyniku prąd niespolaryzowany jest rozdzielany na dwa prądy spinowe (w reżimie balistycznym bez strat prądu)

- ▶ nanostruktura (nanodrut) Y z QPC w zewnętrznym polu magnetycznym może pracować jako efektywny separator prądów spinowych
- ▶ separacja spinów wynika z połączonego działania:
  - ▶ kwantowego kontaktu spinowego (QPC)
  - ▶ spinowego efektu Zeemana
  - ▶ transportu prądu przez stany powierzchniowe
- ▶ w wyniku prąd niespolaryzowany jest rozdzielany na dwa prądy spinowe (w reżimie balistycznym bez strat prądu)
- ▶ działanie przyrządu jest sterowane parametrem  $\hbar\omega$ , który możemy kontrolować za pomocą napięcia przyłożonego do QPC

- ▶ nanostruktura (nanodrut) Y z QPC w zewnętrznym polu magnetycznym może pracować jako efektywny separator prądów spinowych
- ▶ separacja spinów wynika z połączonego działania:
  - ▶ kwantowego kontaktu spinowego (QPC)
  - ▶ spinowego efektu Zeemana
  - ▶ transportu prądu przez stany powierzchniowe
- ▶ w wyniku prąd niespolaryzowany jest rozdzielany na dwa prądy spinowe (w reżimie balistycznym bez strat prądu)
- ▶ działanie przyrządu jest sterowane parametrem  $\hbar\omega$ , który możemy kontrolować za pomocą napięcia przyłożonego do QPC
- ▶ separator spinów może również pracować w reżimie niebalistycznym (rozpraszanie nieznacznie zaburza proces separacji prądów spinowych)

# Realizacja tranzystorów spinowych w heterostrukturach planarnych

W laboratoriach zrealizowano dotąd prototypy tranzystorów spinowych, oparte na urządzeniach o geometrii planarnej.

(1) Tranzystor spinowy w quasi-dwuwymiarowej heterostrukturze na bazie InAs

# Control of Spin Precession in a Spin-Injected Field Effect Transistor

Hyun Cheol Koo,<sup>1</sup> Jae Hyun Kwon,<sup>1</sup> Jonghwa Eom,<sup>1,2</sup> Joonyeon Chang,<sup>1\*</sup>  
Suk Hee Han,<sup>1</sup> Mark Johnson<sup>3</sup>

Spintronics increases the functionality of information processing while seeking to overcome some of the limitations of conventional electronics. The spin-injected field effect transistor, a lateral semiconducting channel with two ferromagnetic electrodes, lies at the foundation of spintronics research. We demonstrated a spin-injected field effect transistor in a high-mobility InAs heterostructure with empirically calibrated electrical injection and detection of ballistic spin-polarized electrons. We observed and fit to theory an oscillatory channel conductance as a function of monotonically increasing gate voltage.

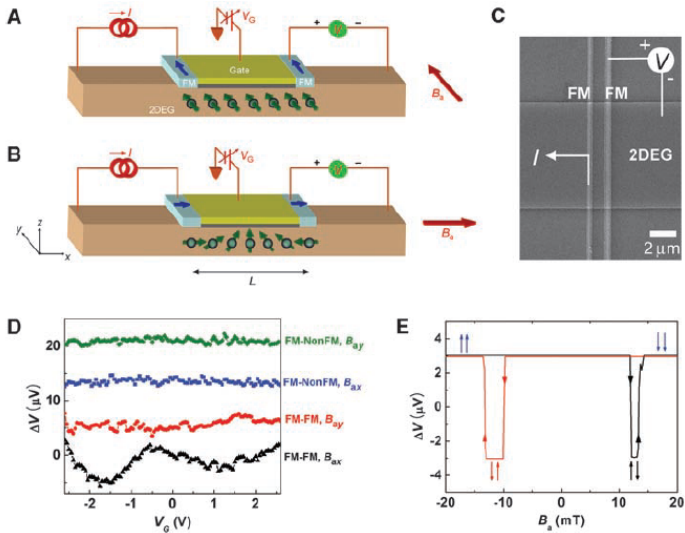
Many types of spintronic devices have been proposed, investigated, and developed. However, the spin-injected field effect transistor (spin FET), which lies at the heart of spintronics, has yet to be realized.

<sup>1</sup>Center for Spintronics Research, Korea Institute of Science and Technology (KIST), 39-1 Hawolgok-dong, Seongbuk-gu, Seoul, 136-791, Korea. <sup>2</sup>Department of Physics, Sejong University, 98 Gunja-dong, Gwangjin-gu, Seoul, 143-747, Korea. <sup>3</sup>Naval Research Laboratory, 4555 Overlook Avenue SW, Washington, DC 20375, USA.

\*To whom correspondence should be addressed. E-mail: presto@kist.re.kr

Proposed by Datta and Das (*1*), the demonstration of a spin FET involves spin injection and detection using a ferromagnetic source and drain. However, a special feature of the spin FET is the periodic modulation of source-drain conductance as controlled by gate voltage-induced precession of the injected spins. Electrical spin injection and detection have been demonstrated in a variety of semiconductors (*2-6*). Carrier spin precession has been induced by using an external magnetic field and detecting the Hanle effect, a Lorentzian-shaped magnetoresistance caused by precessional dephasing of diffusing spins, in

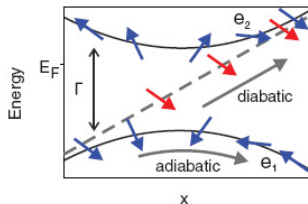
materials with spin-orbit interaction such as InAs, where an electric field remained elusive. The Hanle effect, a spin Hall effect, is observed for gate voltage modulation in a spin FET. InAs heterostructure with spin-orbit interaction channel conductance source-drain conductance. Conventional measurement of the Shubnikov-de Haas effect is independent of the spin-orbit interaction. Apart from a spin-orbit conductance that with no adjustable dependence is observed when the spin-orbit trajectory is controlled. A conventional spin injection experiment (Fig. 1A) is a uniaxial shape



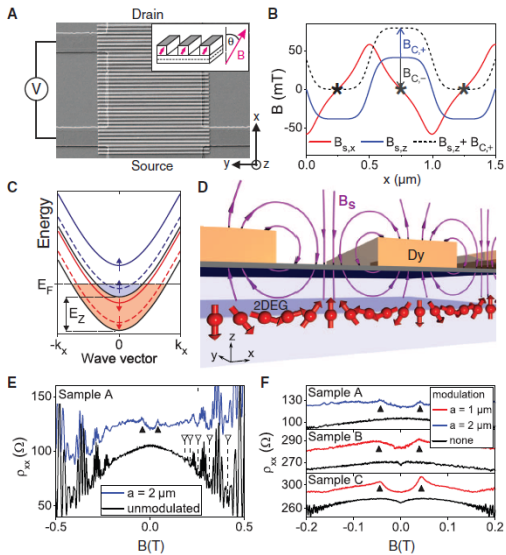
(2) Tranzystor spinowy w magnetycznej  
heterostrukturze MQW  
(Multiple-Quantum Well)

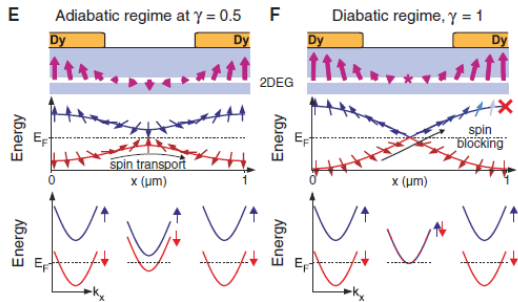
# Spin-Transistor Action via Tunable Landau-Zener Transitions

C. Betthausen,<sup>1</sup> T. Dollinger,<sup>2</sup> H. Saarikoski,<sup>2</sup> V. Kolkovsky,<sup>3</sup> G. Karczewski,<sup>3</sup>  
T. Wojtowicz,<sup>3</sup> K. Richter,<sup>2</sup> D. Weiss<sup>1\*</sup>



**Fig. 1.** Spin-transistor action via tunable diabatic transitions in a system of two orthogonal spin-eigenstates  $e_1$  and  $e_2$  (blue arrows) with energy separation  $\Gamma$  at the closest approach. A spin that is transported along a spatial coordinate  $x$  through the system, starting from  $e_1$ , will remain in this instantaneous eigenstate if evolution (here defined as rotation of eigenstate spin orientation) is slow in the reference frame of the spin (small  $dx/dt$ ). In a fast evolution (large  $dx/dt$ ), spin cannot adapt to the changing environment, leading to a diabatic evolution (red arrows) corresponding to a Landau-Zener transition to  $e_2$ . The  $e_2$  state lies above  $E_F$ , causing wave-function decay and spin backscattering. Spin-transistor action involves either tuning  $\Gamma$  or  $dx/dt$ .

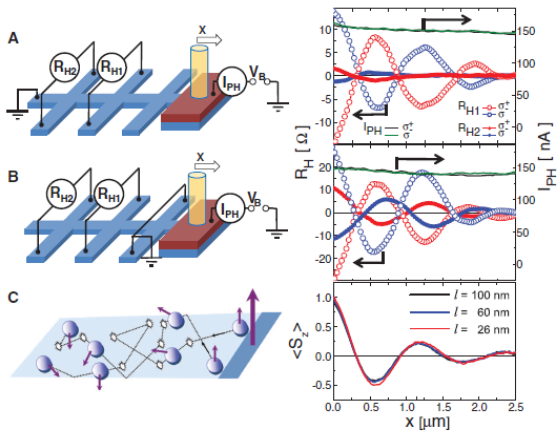




### (3) Tranzystor spinowy oparty na spinowym efekcie Halla

# Spin Hall Effect Transistor

Jörg Wunderlich,<sup>1,2\*</sup>† Byong-Guk Park,<sup>1\*</sup> Andrew C. Irvine,<sup>3\*</sup> Liviu P. Zârbo,<sup>2</sup> Eva Rozkotová,<sup>4</sup>  
Petr Nemeč,<sup>4</sup> Vít Novák,<sup>2</sup> Jairo Sinova,<sup>5,2</sup> Tomáš Jungwirth<sup>2,6</sup>



# Perspektywy spintroniki

# Polaryzacja spinów w strukturach 2D

## Nowe materiały 2D

## Nowe materiały 2D

- ▶ silicen, Si (2010)

## Nowe materiały 2D

- ▶ silicen, Si (2010)
- ▶ germanen, Ge (2014)

## Nowe materiały 2D

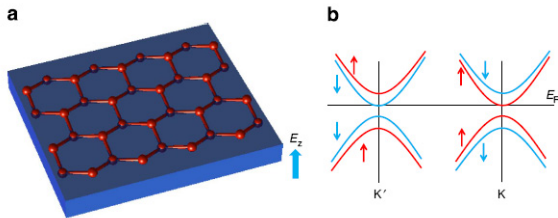
- ▶ silicen, Si (2010)
- ▶ germanen, Ge (2014)
- ▶ stanen, Sn – izolator topologiczny (2015)

## Nowe materiały 2D

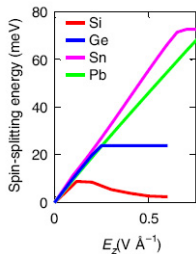
- ▶ silicen, Si (2010)
- ▶ germanen, Ge (2014)
- ▶ stanen, Sn – izolator topologiczny (2015)
- ▶ 2D-Pb ?

W.-F. Tsai, C.-Y. Huang, T.-R. Chang, H. Lin, H.-T. Jeng, A. Bansil, Nature Commun. 4:1500 doi: 10.1038/ncomms2525 (2013)

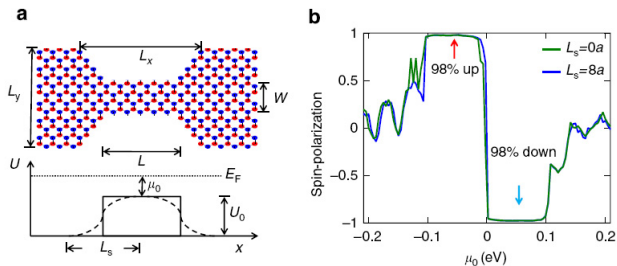
"Gated silicene as a tunable source of nearly 100% spin-polarized electrons"



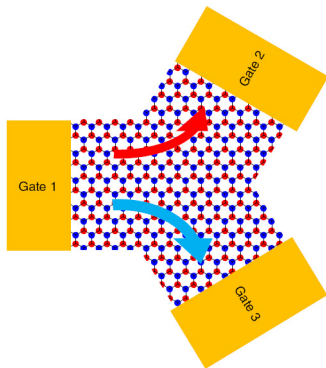
(a) Atomowa struktura heksagonalna silicenu. Pole elektryczne  $E_z$  oraz wpływ podłoża usuwają symetrię inwersji, co prowadzi do zniesienia degeneracji spinowej pasm. (b) Schemat struktury pasmowej silicenu wokół punktów  $K$  i  $K'$  w obecności pola  $E_z$ . Czerwone (niebieskie) strzałki odpowiadają spinom  $\uparrow$  ( $\downarrow$ ).  
 [W.-F. Tsai et al., Nature Commun. 4:1500, 2525 (2013).]



Energia rozszczepienia spinowego pasm silicenu, germanenu, stanenu i 2D-Pb.  
[W.-F. Tsai et al., Nature Commun. 4:1500, 2525 (2013).]



(a) Geometria filtra spinowego na bazie silicenu i profil bariery potencjału  $U(x)$ . Atomy oznaczone różnymi kolorami leżą w różnych płaszczyznach. (b) Polaryzacja spinowa konduktancji w funkcji efektywnego potencjału chemicznego  $\mu_0 = E_F - U_0$ . Krzywa zielona (niebieska) odpowiada prostokątnej (gładkiej) barierze potencjału. [W.-F. Tsai et al., Nature Commun. 4:1500, 2525 (2013).]



Separator spinów o kształcie Y. Strzałki czerwona i niebieska pokazują prądy spinowe o przeciwnych spinach. Pole elektryczne  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ , pole magnetyczne  $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ . [W.-F. Tsai et al., Nature Commun. 4:1500, 2525 (2013).]

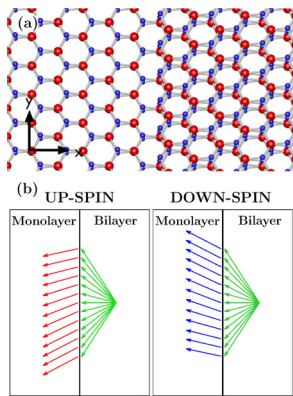
T. Habe, M. Koshino, Phys. Rev. B 91, 201407(R) (2015)

”Spin-dependent refraction at the atomic step of transition-metal dichalcogenides”

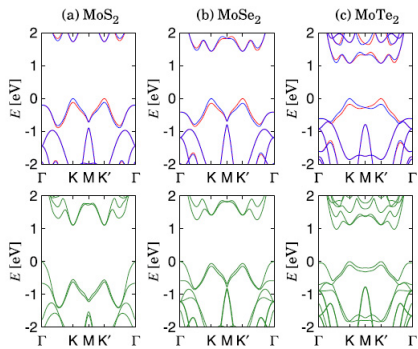
T. Habe, M. Koshino, Phys. Rev. B 91, 201407(R) (2015)

”Spin-dependent refraction at the atomic step of transition-metal dichalcogenides”

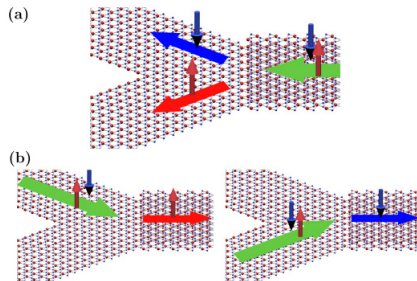
$\text{MX}_2$  : M = Mo, W, X = S, Se, Te



(a) Struktura atomowa jednowarstwowego i dwuwarstwowego  $\text{MX}_2$ . (b) Zależne od spinu załamanie elektronów na schodku atomowym pomiędzy obszarami jednowarstwowym i dwuwarstwowym. [T. Habe, M. Koshino, Phys. Rev. B 91, 201407(R) (2015).]



(a) Struktura pasmowa jednowarstwowego (rysunki górne) i dwuwarstwowego (rysunki dolne) (a) MoS<sub>2</sub>, (b) MoSe<sub>2</sub>, (c) MoTe<sub>2</sub>. W monowarstwach stanom spinowym  $\uparrow$  i  $\downarrow$  odpowiadają krzywe czerwona i niebieska. W biwarstwach oba stany spinowe są zdegenerowane. [T. Habe, M. Koshino, Phys. Rev. B 91, 201407(R) (2015)].



(a) Przepływ spinów przez złącze Y na granicy obszarów jedno- i dwu-warstwowego  $\text{MX}_2$  dla elektronów wstrzykiwanych ze strony (a) obszaru dwuwarstwowego (**separator spinów**), (b) jednowarstwowego (**filtr spinowy**).  
 [T. Habe, M. Koshino, Phys. Rev. B 91, 201407(R) (2015).]

# Podsumowanie

# Główne zadania spintroniki

## Główne zadania spintroniki

- ▶ budowa wydajnych **filtrów spinowych**,

## Główne zadania spintroniki

- ▶ budowa wydajnych **filtrów spinowych**,
- ▶ konstrukcja  **tranzystora spinowego**, pracującego efektywnie dla każdej polaryzacji spinowej,

## Główne zadania spintroniki

- ▶ budowa wydajnych **filtrów spinowych**,
- ▶ konstrukcja  **tranzystora spinowego**, pracującego efektywnie dla każdej polaryzacji spinowej,
- ▶ **kontrolowane i powtarzalne operacje logiczne** na stanach spinowych.