สัญญาเลขที่ R2557C112

รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ ผลของการกระเจิงที่ผิวรอยต่อ ต่อการขนส่งพาหะไฟฟ้าผ่านโครงสร้างผสมของเฟอโรแมกเนติก/ระบบที่มีการควบคู่กันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/เฟอโรแมกเนติก ในระดับนาโนสเกล

คณะผู้วิจัย สังกัด

ดร.เอก จันต๊ะยอด สังกัดภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์

สนับสนุนโดยกองทุนมหาวิทยาลัยนเรศวร

บทคัดย่อ

โครงการวิจัยนี้เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีของการขนส่งประจุไฟฟ้าและสปินที่ปราศจากสนามแม่เหล็กภายนอก สารเฟอร์โรแมกเนติก/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/สารเฟอร์โรแมกเนติก และ โลหะ/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบรัชบา/โลหะ ซึ่งใช้การจำลองการเคลื่อนที่ของประจุไฟฟ้าแบบต่อเนื่อง เพื่ออธิบายคุณสมบัติต่างๆ ของประจุไฟฟ้าผ่านรอยต่อ โดยงานวิจยันี้ได้คำนวณหาวิธีการที่เหมาะสมในการพิจารณาผลของการกระเจิงที่รอยต่อ คือ การกระเจิงแบบปกติ เพื่อศึกษาผลกระทบของปริมาณดังกล่าวต่อพาหะนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรเซชัน ผลการวิจัยพบว่า ค่าสภาพนำไฟฟ้าเพิ่มขึ้นเมื่อมีการไบแอสแรงดันไฟฟ้าเพิ่มขึ้น และพบว่าในส่วนของการเพิ่มความสูงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อส่งผลให้สภาพนำไฟฟ้าลดลง แต่ถ้าหากพิจารณากำแพงศักย์ทั้งสองข้างของระบบไม่เท่ากัน ทำให้เราพบผลลัพท์ใหม่คือ กำแพงศักย์ที่รอยต่อที่สูงกว่ามีอิทธิพลต่อสภาพนำไฟฟ้าในขณะที่รอยต่อที่สองมีอิทธิพลต่อค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบ ผลกระทบของกำแพงศักย์นี้เกิดขึ้นเหมือนกันทั้งโครงสร้างผสมของสารเฟอร์โรแมกเนติก/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/สารเฟอร์โรแมกเนติก และ โลหะ/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบรัชบา/โลหะ

ซึ่งความรู้ที่ได้จากโครงงานวิจัยนี้สามารถนำไปใช้เป็นแนวทางในการออกแบบอุปกรณ์ที่มีรอยต่อดังกล่าวเป็นส่วนประกอบ

Executive Summary

ปัจจุบันนี้ได้มีการค้นคว้าและวิจัยทั้งทางด้านทฤษฎีและการทดลองเพื่อออกแบบวัสดุที่จะเข้ามาแทนที่อุปกรณ์ทางอิเล็กทรอนิกส์ที่เรียกกว่าอุปกรณ์สปินทรอนิกส์อย่างแพร่หลาย โดยอาศัยหลักการของความเป็นอิสระในการหมุนของสปินรวมกับคุณสมบัติที่โดดเด่นของอิเล็กตรอนทั้งนี้ อาศัยการควบคุมทิศทางการหมุนของสปินเพื่อให้ได้การโพลาไรซ์ของสปินในระบบที่พิจารณาเพื่อที่จะออกแบบและพัฒนาอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ในรุ่นต่อไป ซึ่งส่วนใหญ่แล้วอุปกรณ์สปินทรอนิกส์จะประกอบไปด้วยสสารหลายชั้นเพื่อให้ได้คุณสมบัติทางไฟฟ้าที่ดีขึ้น ดังนั้นจึงอาจเกิดปัญหาการช่องว่างระหว่างสสารที่ประกอบเป็นโครงสร้างผสมเกิดขึ้น แล้วส่งผลทำให้พาหะนำไฟฟ้าลดลงหรือเปลี่ยนแปงไปในทางที่แย่ลง ดังนั้นการศึกษาและพัฒนาผลกระทบที่เกิดขึ้นกับโครงสร้างผสมจึงจำเป็นอย่างยิ่งเพื่อจะได้นำไปพัฒนาและออกแบบอุปกรณ์ให้มีประสิทธิภาพยิ่งขึ้น

โครงการวิจัยนี้เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีของการขนส่งประจุไฟฟ้าและสปินผ่านรอยต่อของสารเฟอร์โรแมกเนติก/ระบบที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/สารเฟอร์โรแมกเนติก และโครงสร้างผสมของ โลหะ/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบรัชบา/โลหะ โดยใช้ทฤษฎีทางกลศาสตร์ควันตัม และฟิสิกส์สารควบแน่น เพื่อศึกษาพฤติกรรมของอนุภาคและสปินของระบบนี้ จากการศึกษาค้าคว้าผู้วิจัยพบว่าค่าสภาพนำไฟฟ้าเพิ่มขึ้นเมื่อมีการไบแอสแรงดันไฟฟ้าเพิ่มขึ้น และพบว่าในส่วนของการเพิ่มความสูงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อส่งผลให้สภาพนำไฟฟ้าลดลง แต่ถ้าหากพิจารณากำแพงศักย์ทั้งสองข้างของระบบไม่เท่ากัน ทำให้เราพบผลลัพท์ใหม่คือ กำแพงศักย์ที่รอยต่อที่สูงกว่ามีอิทธิพลต่อสภาพนำไฟฟ้าคือ เมื่อกำแพงศักย์มีค่าเพิ่มขึ้นสภาพนำไฟฟ้าจะมีค่าลดลงแต่จะไม่ทำให้ค่าสปินโพลาไรเซชันเปลี่ยนแปลงมากนัก ในขณะที่รอยต่อที่สองมีอิทธิพลต่อค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบ คือ เมื่อเพิ่มกำแพงศักย์ที่รอยต่อที่สองมากขึ้นทำให้ค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบลดลง ผลกระทบของกำแพงศักย์นี้เกิดขึ้นเหมือนกันทั้งโครงสร้างผสมของสารเฟอร์โรแมกเนติก/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/สารเฟอร์โรแมกเนติก และ โลหะ/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบรัชบา/โลหะ

ความรู้ที่ได้จากโครงงานวิจัยนี้สามารถนำไปใช้เป็นแนวทางในการออกแบบอุปกรณ์ที่มีรอยต่อดังกล่าวเป็นส่วนประกอบ โดยงานวิจัยนี้ได้ตีพิมพ์ผลลัพท์ที่ได้ลงในวารสารวิชาการระดับนานาชาติ 1 เรื่อง คือ

A. Ka-oey, A. Jantayod and P. Pairor, *Impact of interfacial scattering on the spinpolarization of a metal/ semiconductor/metal with Rashba spin-orbit coupling junction*, **Physica B: Condense Matters, 458** 103 (2015). (Impact factor 1.276)

สารบัญ

กิตติกรรมประกาศ

ผู้วิจัยขอขอบพระคุณ กองทุนอุดหนุนการวิจัย จากงบประมาณรายได้ของมหาวิทยาลัยนเรศวร ปีงบประมาณ 2557 เป็นอย่างยิ่ง โครงการวิจัยนี้ไม่สามารถสำเร็จลุล่วงไปได้หากผู้วิจัยไม่ได้รับการสนับสนุนจากทุนดังกล่าว นอกจากนี้ผู้วิจัยขอขอบคุณ ดร.อัจฉรา กาเอ้ย รองศาสตรจารย์ ดร.พวงรัตน์ ไฟเราะ อาจารย์ ดร.เบญจมาศ ศรีสองเมือง ที่ให้คำปรึกษา คำแนะนำที่ดี เป็นประโยชน์อย่างยิ่งที่ทำให้โครงการนี้สำเร็จได้ด้วยดี และขอขอบคุณภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ ที่เอื้อหนุนสถานที่ทำวิจัยเป็นอย่างดี

เอก จันต๊ะยอด

มีนาคม 2558

1. บทนำ

ปัจจุบันนี้ได้มีการค้นคว้าและวิจัยทั้งทางด้านทฤษฎีและการทดลองเพื่อออกแบบวัสดุที่จะเข้ามาแทนที่อุปกรณ์ทางอิเล็กทรอนิกส์ที่เรียกกว่าอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ [1-3] อย่างแพร่หลาย โดยอาศัยหลักการของความเป็นอิสระในการหมุนของสปินรวมกับคุณสมบัติที่โดดเด่นของอิเล็กตรอนทั้งนี้ อาศัยการควบคุมทิศทางการหมุนของสปินเพื่อให้ได้การโพลาไรซ์ของสปินในระบบที่พิจารณาเพื่อที่จะออกแบบและพัฒนาอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ในรุ่นต่อไป

หลักการทำงานของอุปกรณ์ดังกล่าวนี้มีพื้นฐานมาจากการออกแบบโครงสร้างผสมที่ประกอบด้วยสารเฟอโรแมกเนติก/สารกึ่งตัวนำที่มีการควบคู่ของสปินกับวงโคจร/สารเฟอโรแมกเนติก [4] โดยการควบคุมทิศทางการหมุนของสปินจากการใส่สนามไฟฟ้าภายนอกเข้าไปในในสารกึ่งตัวนำแล้ววัดผลของกระแสสปินที่ออกมาจากสารเฟอโรแมกเนติกตัวที่สอง ซึ่งการค้นพบทฤษฎีดังกล่าวเป็นแรงบันดาลใจให้มีการค้นคว้าและวิจัยออกมาอย่างแพร่หลาย แต่อย่างไรก็ตามการค้นพบดังกล่าวยังไม่สามารถที่จะนำไปสู่การผลิตเป็นชิ้นส่วนอิเล็กทรอนิกส์ได้เนื่องจากยังพบปัญหาเช่น ประสิทธิภาพของการไหลของกระแสสปินจากสารเฟอโรแมกเนติกตัวที่หนึ่งเข้าไปยังสารกึ่งตัวนำ เนื่องจากเกิดการไม่ต่อเนื่องกันของคุณสมบัติทางไฟฟ้าที่รอยต่อของสารทั้งสองตัวเป็นต้น แต่หลังจากนั้นได้มีนักวิจัยพบว่า สามารถเพิ่มประสิทธิภาพการไหลของกระแสสปินนี้ได้เช่น การใส่ฉนวนเข้าไปบริเวณรอยต่อ ระหว่างสารทั้งสอง [5] หรือ การค้นหาสารเฟอโรแมกเนติกที่มีความแตกต่างของพลังงานเฟอร์มิสูงๆ [6] เป็นต้น

ในปัจจุบันได้มีการค้นพบสารกึ่งตัวนำที่มีการควบคู่ของสปินกับวงโคจรสองแบบคือ การควบคู่ของสปินกับวงโคจรแบบรัชบา [7-8] ซึ่งเกิดจากความไม่สมมาตรของโครงสร้างสสาร (structure inversion asymmetry) ซึ่งสามารถพบได้ทั้งในระบบอิเล็กตรอนแก๊สสองมิติและบริเวณที่ผิวของรอยต่อของสารกึ่งตัวนำ ระบบที่สองคือการควบคู่กันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส [9] ซึ่งเกิดจากความไม่สมมาตรกันของเนื้อสสาร (bulk inversion asymmetry) พบในสารกึ่งตัวนำที่มีโครงสร้างแบบซิงค์-เบรน (Zinc-blende crystal structure) ที่ผ่านมามีงานวิจัยทฤษฎีที่ประกอบด้วยระบบที่มีสปินแบบเดรสเซลฮอสกับโลหะ พบว่าสามารถวัดพลังงานของระบบสปินแบบเดรสเซลฮอสจากสภาพนำไฟฟ้าของระบบได้ [10] และสามารถเพิ่มประสิทธิภาพของสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรซ์จากการพิจารณาประสิทธิภาพการของการกระเจิงของสปินที่รอยต่อแบบปกติ (non-spin-flip scattering) และแบบที่สามารถกลับทิศของสปินได้ (spin-flip scattering) ซึ่งนอกจากประสิทธิภาพของการกระเจิงสองแบบดังกล่าวแล้วยังมีผลของความแรงของการควบคู่สปินกับวงโคจรแบบรัชบาอีกรูปแบบหนึ่งซึ่งมีผลทำให้จุดสูงสุดของสภาพนำไฟฟ้าเปลี่ยนแปลง ซึ่งพบผลวิจัยดังกล่าวในระบบโครงสร้างผสมของโลหะ/สารตัวนำยวดยิ่ง [11] จะเห็นว่าการพิจารณาผลกระทบที่รอยต่อและการเลือกพิจารณาโครงสร้างผสมที่ประกอบด้วยสสารต่างๆ มีความสำคัญต่อประสิทธิภาพของสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรเซชันของระบบอย่างมาก โดยเฉพาะปัญหาความไม่เข้ากันของสสารสองประเภทที่บริเวณรอยต่อ และปัจจุบันก็ยังไม่มีงานวิจัยที่สามารถเพิ่มประสิทธิภาพการไหลของอิเล็กตรอนและสปินได้อย่างสมบูรณ์ ซึ่งก็ยังเป็นปัญหาที่นักวิจัยต้องคิดค้นและพัฒนาต่อไป

ดังนั้นในงานวิจัยนี้จะศึกษาทฤษฎีของสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรเซชันของโครงสร้างผสมที่ประกอบด้วยสารกึ่งตัวนำที่มีโครงสร้างและเนื้อสารแบบไม่สมมาตรและสารเฟอโรแมกเนติก โดยจะใช้การจำลองการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนและสปินแบบต่อเนื่อง (free electron approximation) ในระบบสองมิติ

ซึ่งจะพิจารณาผลกระทบของรอยต่อ เช่น การกระเจิงของสปินที่รอยต่อแบบปกติ แบบที่สามารถกลับทิศของสปิน และแบบที่มีการควบคู่กันของสปินกับวงโคจร รวมทั้งทิศทางของแมกเนไตเซชันของสารเฟอโรแมกเนติกที่มีต่อค่าสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรเซชันของระบบดังกล่าว เพื่อสังเกต หาวิธีการควบคุมและจัดการกับการขนส่งของพาหะไฟฟ้าและสปินให้มีประสิทธิภาพสูงสุด ซึ่งจะเป็นประโยชน์ต่อการศึกษา ค้นคว้าและเป็นข้อมูลที่สำคัญที่จะนำไปสู่การออกแบบอุปกรณ์สปินทรอนิกส์ที่มีขนาดเล็ก ประมวลผลด้วยความรวดเร็ว เป็นมิตรกับสิ่งแวดล้อม และมีการใช้พลังงานให้น้อยที่สุด

จากการศึกษาอย่างละเอียดพบว่า ผลของรอยต่อที่อยู่ระหว่างสสารต่างๆ ในโครงสร้างผสมนี้มีผลทำให้ค่าสภาพนำไฟฟ้าลดลง ในขณะเดียวกันก็สามารถทำให้ค่าสภาพนำไฟฟ้าเพิ่มขึ้นได้ด้วยเงื่อนไขที่เหมาะสม ซึ่งก็คือ พิจารณาที่ชนิดของรอยต่อแบบปกติและแบบสามารถกลับทิศของสปินมีค่าใกล้เคียงกันจะทำให้ค่าสภาพนำไฟฟ้าเพิ่มขึ้นมาได้ นอกจากนั้นถ้าหากรอยต่อทั้งสองข้างมีปริมาณผลกระทบที่ไม่เท่ากัน จะสามารถนำไปกำหนดค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบได้

ความรู้ที่ได้จากโครงงานวิจัยนี้สามารถนำไปใช้เป็นแนวทางในการออกแบบอุปกรณ์ที่มีรอยต่อดังกล่าวเป็นส่วนประกอบ สำหรับรายละเอียดของการการค้นพบความรู้ในโครงงานวิจัยนี้ เราได้นำไปตีพิมพ์ลงในวารสารวิชาการระดับนานาชาติ 1 เรื่อง คือ

Impact of interfacial scattering on the spin polarization of a metal/semiconductor/metal with Rashba spin–orbit coupling junction

ซึ่งรายละเอียดของต่างๆ อยู่ในส่วนของผลลัพท์ของงานวิจัย

2. แบบจำลองและวิธีการคำนวณ

เรื่องที่ 1

งานวิจัยนี้ศึกษาเชิงทฤษฎีของสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรเซชันของโครงสร้างผสมที่ประกอบด้วยสารเฟอร์โรแมกเนติก/สารกึ่งตัวนำที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/สารเฟอร์โรแมกเนติกในระนาบสองมิติ xz โดยใช้วิธีการกระเจิง (scattering method) และการจำลองการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนและสปินแบบต่อเนื่อง (free electron approximation) ซึ่งฮามิลโตเนียนของระบบสามารถเขียนได้ดังนี้

$$\hat{H}(x) = \hat{p}\frac{1}{2m}\hat{p} + V(x) + H_D \qquad (1)$$

เมื่อ $\hat{p}$ คือตัวดำเนินการโมเนตัม m คือ มวลของอิเล็กตรอน

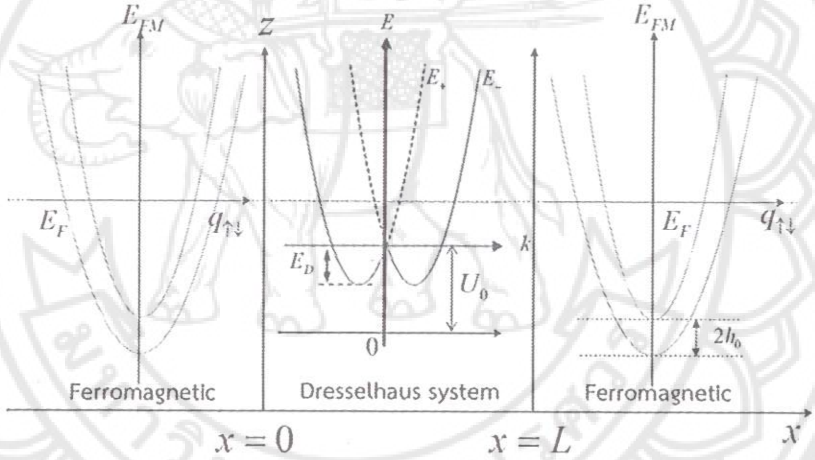
$$V(x) = H\left[\delta(x)+\delta(x-L)\right] - E_F\left[\Theta(-x)+\Theta(x-L)\right] + U_0\left\lfloor\Theta(x)-\Theta(x-L)\right\rfloor \pm h_0\vec{m}\cdot\vec{\sigma}\left[\Theta(x-L)\right] \qquad (2)$$

และ

$$H_D = \beta(\sigma_z k_z - \sigma_x k_x) \tag{3}$$

จากสมการข้างต้น E_F คือ พลังงานเฟร์มิของโลหะ Θ คือ ฟังก์ชัน Heaviside step h_0 คือ การแยกกันของแถบพลังงานในสารเฟอร์โรแมกเนติก $\vec{m}$ คือ แมกเนไตเซชันในเฟอร์โรแมกเนติก ในงานวิจัยนี้เลือกให้ไปในทิศ $+z$ ซึ่งหมายถึงการมีสปินส่วนน้อยเป็นสปินชี้ขึ้น และทิศทาง $-z$ หมายถึงการมีสปินส่วนใหญ่เป็นสปินชี้ลง U_0 คือพลังงานเกจเริ่มต้น β คือพารามิเตอร์ที่แสดงถึงค่าความแรงของการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส σ_z, σ_x คือเพลาลีสปินเมตริกซ์ ในแนวแกน z และ แกน x ตามลำดับ

รูปที่ 1 ในบริเวณ $x \le 0$ และ $x \ge L$ สำหรับสารเฟอร์โรแมกเนติกสามารถเขียนการแจกแจงพลังงานคือ $E(q) = \frac{\hbar^2 q_{\uparrow\downarrow}^2}{2m} \pm h_0 - E_F$ เมื่อ $q_{\uparrow\downarrow}$ คือเวกเตอร์คลื่นที่มีทิศของมีสปินส่วนน้อยชี้ขึ้นและทิศสปินส่วนใหญ่ชี้ลงตามลำดับ สำหรับระบบที่มีการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอสที่บริเวณ $0 < x < L$ มีการแจกแจงพลังงานคือ $E_\pm(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left[k^2 \pm 2k_D k\right] + U_0$ เมื่อ m^* คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอน $k_D = m^*\beta/\hbar$ คือความแรงของการคู่ควบกันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส



รูปที่ 1 แถบพลังงานของเฟอร์โรแมกเนติก/ระบบที่มีการคู่ควบสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/สารเฟอโรแมกเนติกในระนาบ xz

ซึ่งทั้งสามบริเวณสามารถเขียนฟังก์ชันคลื่นที่มีทั้งการตกกระทบและการสะท้อนของอนุภาคโดยใช้ความรู้พื้นฐานทางกลศาสตร์ควันตัม และประยุกต์วิธีการของ BTK [12] ซึ่งสามารถเขียนสมการคลื่นออกเป็นสามบริเวณ คือ บริเวณเฟอร์ดรแมกเนติก สมการคลื่นจะประกอบด้วยสถานะของการตกกระทบและสถานะการสะท้อนกลับของอนุภาค ดังนี้

$$\psi_{FM} = \left(\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow,x}x} + r_\uparrow \begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix} r_\downarrow e^{-iq_{\uparrow,x}x} + r_\downarrow \begin{bmatrix}0\\1\end{bmatrix} e^{-iq_{\downarrow,x}x}\right) e^{iq_z z} \tag{4}$$

เมื่อ $q_{\uparrow\downarrow} = \sqrt{q_{\uparrow\downarrow,x}^2 + q_{\uparrow\downarrow,z}^2}$ และ $r_\uparrow, r_\downarrow$ คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับของอนุภาค

สำหรับสมการคลื่นของระบบเดรสเซลฮอส จะประกอบด้วยสถานะของการทะลุผ่านและการสะท้อนกลับของอนุภาค ซึ่งสามารถเขียนได้ดังนี้

$$\psi_D = \left(t^+ \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\varphi_{k^+}}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \\ -\sin\left(\frac{\varphi_{k^+}}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} e^{ik_x^+ x} + t^- \begin{bmatrix} \sin\left(\frac{\varphi_{k^-}}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \\ \cos\left(\frac{\varphi_{k^-}}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} e^{ik_x^- x} + r^+ \begin{bmatrix} -\cos\left(\frac{\varphi_{k^+}}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \\ -\sin\left(\frac{\varphi_{k^+}}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} e^{ik_x^+ x} + r^- \begin{bmatrix} -\sin\left(\frac{\varphi_{k^-}}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \\ \cos\left(\frac{\varphi_{k^-}}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} e^{ik_x^- x} \right) e^{iq_z z} \quad (5)$$

เมื่อ $\varphi_{k^-}, \varphi_{k^+}$ คือ มุมของงเวกเตอร์คลื่นในแถบพลังงานลบและบวกกระทำกับแกน x และ t^+, t^-, r^+, r^- คือ สัมประสิทธิ์ของการทะลุผ่านในแถบพลังงานบวกและลบ สัมประสิทธิ์ของการสะท้อนกลับในแถบพลังงานบวกและลบ ตามลำดับ ในส่วนบริเวณสารที่มีความเป็นเฟอร์โรแมกเนติกจะประกอบไปด้วยสถานะของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนเท่านั้นซึ่งสามารถเขียนสมการคลื่นได้ดังนี้

$$\psi_{FM} = \left(t_\uparrow \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow,x} x} + t_\downarrow \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{iq_{\downarrow,x} x} \right) e^{iq_z z} \quad (6)$$

เมื่อ $t_\uparrow, t_\downarrow$ คือ สัมประสิทธิ์ของการส่งผ่านของอนุภาคที่มีสปินชี้ขึ้นและลงตามลำดับ และ $q_{\uparrow\downarrow} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E - E_F \mp h_0)}$

ในการคำนวณหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ สามารถคำนวณจากเงื่อนไขขอบเขตที่รอยต่อ $(x=0)$ และ $(x=L)$ ซึ่งจะใช้ Schrodinger Equation เพื่อหาเงื่อนไขดังกล่าว ได้ผลดังนี้

$$\psi_{FM}(x=0^+, z) = \psi_D(x=0^-, z) = \psi(0) \quad (7)$$

$$\psi_D(x=L^+, z) = \psi_{FM}(x=L^-, z) = \psi(L) \quad (8)$$

$$\left.\left(\frac{m}{m^*}\frac{\partial\psi_D}{\partial x} - \frac{\partial\psi_M}{\partial x}\right)\right|_o = \left(2k_F Z - ik_D \frac{m}{m^*}\sigma_z\right)\psi(0) \quad (9)$$

$$\left.\left(\frac{\partial\psi_{FM}}{\partial x} - \frac{m}{m^*}\frac{\partial\psi_D}{\partial x}\right)\right|_L = \left(2k_F Z + ik_D \frac{m}{m^*}\sigma_z\right)\psi(L) \quad (10)$$

เมื่อ $Z = \frac{2mH}{\hbar^2 q_F}$ คือ ความสูงของกำแพงศักย์ ในงานวิจัยนี้กำหนดให้เป็น $Z_1 = \frac{2mH_1}{\hbar^2 q_F}$ ที่รอยต่อที่ 1 และ $Z_2 = \frac{2mH_2}{\hbar^2 q_F}$ ที่รอยต่อที่ 2 เมื่อเราได้สัมประสิทธิ์ต่างๆ แล้ว สามารถนำไปคำนวณหาโอกาสของการส่งผ่านและสะท้อนกลับได้โดยอาศัยหลักการอนุรักษ์ของกระแส เพื่อความสะดวกต่อการคำนวณ เราพิจารณา

กระแสไฟฟ้าที่อุณหภูมิศูนย์เคลวิน ซึ่งสามารถนำไฟคำนวณหาค่าสภาพนำไฟฟ้าได้โดยสมการ $G(eV) \equiv dj_x^e / dV$ จะได้

$$G(eV) = \frac{e}{h}\frac{A^2 q_F}{2\pi}\int_{-\theta_{m(\theta)}}^{\theta_{m(\theta)}} d\theta \cos\theta \sqrt{1+\frac{eV}{E_F}}\left(T_\uparrow + T_\downarrow\right) \tag{11}$$

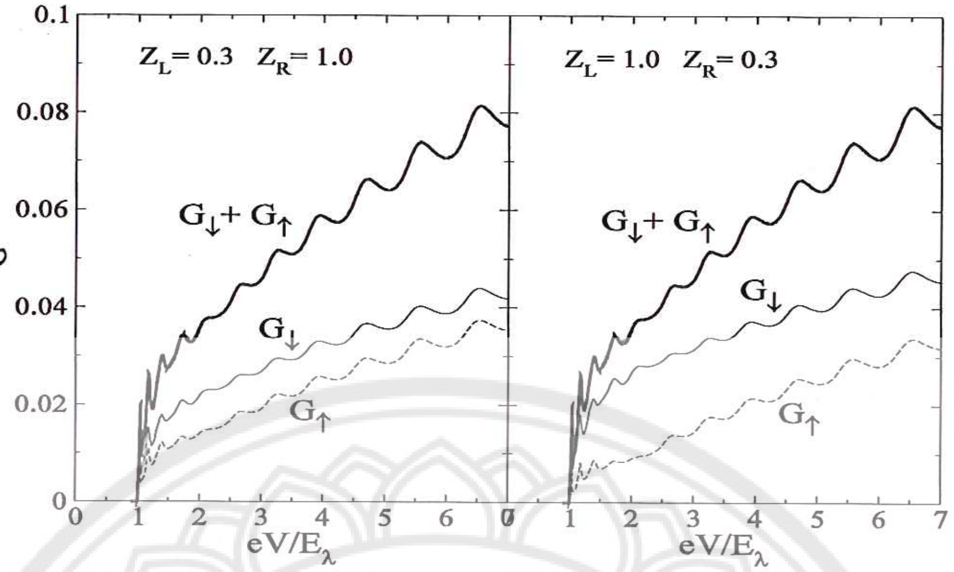
เมื่อ $\theta_m(E) = \sin^{-1}\left(k_\downarrow(E)/q(E)\right)$ และ A คือ พื้นที่หน้าตัดบริเวณโลหะ และนิยามสมการ การโพลาไรเซชันของสปินซึ่งสามารถวัดค่าความแตกต่างกันของสภาพนำไฟฟ้าสปินชี้ขึ้นและสปินชี้ลงดังนี้

$$P(eV) = \frac{G_\downarrow(eV) - G_\uparrow(eV)}{G_\uparrow(eV) + G_\downarrow(eV)} \tag{12}$$

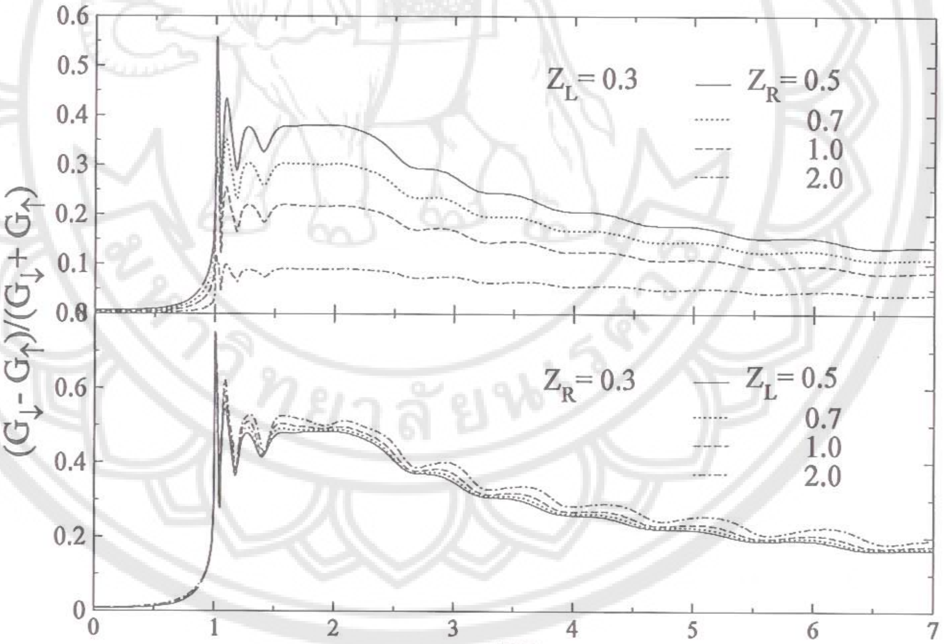
3. อภิปรายผล

สภาพนำไฟฟ้าและค่าสปินโพราไรเซชันซึ่งเป็นฟังก์ชันของพลังงานจะถูกแสดงผลในเชิงตัวเลขมีหน่วยเป็น $\frac{e}{h}\frac{A^2 q_F}{2\pi}$ โดยจะเน้นไปถึงผลกระทบของรอยต่อที่ไม่เท่ากันระหว่างรอยต่อทั้งสอง โดยให้การกระเจิงของผิวรอยต่อระหว่างโครงสร้างผสมเป็น $Z_1 = \frac{2mH_1}{\hbar^2 q_F}$ คือกำแพงศักย์ที่รอยต่อที่ 1 และ $Z_2 = \frac{2mH_2}{\hbar^2 q_F}$ คือกำแพงศักย์ที่รอยต่อที่ 2 ในงานวิจัยนี้ยังได้กำหนดพารามิเตอร์ต่างๆ ซึ่งใกล้เคียงกับค่าจริงในการทดลองในระบบ $In_xGa_{1-x}As / InP$ [13] คือ $m^* = 0.05m_e, U_0 = 0.5E_F$ และความกว้างของระบบเดรสเซลฮอส (L) เท่ากับ $280k_F$

สภาพนำไฟฟ้าที่มีทิศของสปินชี้ขึ้นและลงจะไม่เท่ากันดังรูปที่ 2 เมื่อกำแพงศักย์ที่รอยต่อทั้งสองข้างไม่เท่ากัน แต่ทั้งนี้จะเห็นว่าค่าสภาพนำไฟฟ้ารวมของทั้งสองกรณีเท่ากัน ดังนั้นเราจึงคิดว่าว่าค่าสปินโพลาไรเซชันน่าจะมีค่าไม่เท่ากัน ซึ่งก็พบว่าเป็นไปตามสมมุติฐานที่ตั้งไว้คือ เมื่อให้กำแพงศักย์ที่รอยต่อที่ 1 มีค่าน้อยกว่ากำแพงศกย์ที่รอยต่อที่ 2 ดังรูปที่ 3(บน) เมื่อ กำแพงศกย์ที่รอยต่อที่ 2 มากขึ้นจะทำให้ค่าสปินโพลาไรเซชันลดลง แต่ถ้าหากพิจารณาให้ กำแพงศักย์ที่รอยต่อที่ 2 มีค่าน้อยกว่ากำแพงศกย์ที่รอยต่อที่ 1 ดังรูปที่ 3 (ล่าง) จะเห็นว่าค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบนี้จะมีค่าเพิ่มขึ้นเล็กน้อย หรืออาจจะกล่าวได้ว่ากำแพงศกย์ที่รอยต่อที่ 1 ไม่ค่อส่งผลกระทบต่อค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบมากนัก



รูปที่ 2 สภาพนำไฟฟ้าที่เป็นฟังก์ชันของพลังงาน ซึ่งมีค่ากำแพงศักย์ที่รอยต่อไม่เท่ากันดังรูป เมื่อ Z_L, Z_R คือ กำแพงศักย์ที่รอยต่อด้านซ้ายและด้านขวาของระบบตามลำดับ



รูปที่ 3 สปินโพลาไรเซชันที่เป็นฟังก์ชันของพลังงาน ซึ่งมีค่ากำแพงศักย์ที่รอยต่อไม่เท่ากันดังรูป เมื่อ Z_L, Z_R คือ กำแพงศักย์ที่รอยต่อด้านซ้ายและด้านขวาของระบบตามลำดับ

4. สรุปผล

งานวิจัยนี้จะศึกษาทฤษฎีของสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรเซชันของโครงสร้างผสมที่ประกอบด้วย สารเฟอร์โรแมกเนติก/สารกึ่งตัวนำที่มีโครงสร้างและเนื้อสารแบบไม่สมมาตร/สารเฟอร์โรแมกเนติก โดยจะใช้การจำลองการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนและสปินแบบต่อเนื่อง ในระบบสองมิติ ซึ่งจะพิจารณาผลกระทบของรอยต่อ คือ การกระเจิงของสปินที่รอยต่อแบบซึ่งมีค่าไม่เท่ากันที่มีต่อค่าสภาพนำไฟฟ้าและสปินโพลาไรเซชันของระบบ ในส่วนของการเพิ่มความสูงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อส่งผลให้สภาพนำไฟฟ้าลดลง แต่ถ้าหากพิจารณากำแพงศักย์ทั้งสองข้างของระบบไม่เท่ากัน ทำให้เราพบผลลัพท์ใหม่คือ กำแพงศักย์ที่รอยต่อที่สูงกว่ามีอิทธิพลต่อสภาพนำไฟฟ้าคือ เมื่อกำแพงศักย์มีค่าเพิ่มขึ้นสภาพนำไฟฟ้าจะมีค่าลดลงแต่จะไม่ทำให้ค่าสปินโพลาไรเซชันเปลี่ยนแปลงมากนัก ในขณะที่รอยต่อที่สองมีอิทธิพลต่อค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบ คือ เมื่อเพิ่มกำแพงศักย์ที่รอยต่อที่สองมากขึ้นทำให้ค่าสปินโพลาไรเซชันของระบบลดลง

5. เอกสารอ้างอิงของโครงการวิจัย

1. M. Oestreich, Nature (London) **402**, 735 (1999).
2. I. Zutic, J. Fabian, and S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
3. S. A. Wolf, et. al, Science **294**, 1488 (2001).
4. S. Datta and S. Das, Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 665.
5. E.I. Rashba, Phys. Rev. B 62 (2000) R16267.
6. D. Grundler, Phys. Rev. B **63**, 161307 (2001), Phys. Rev. Lett. **86**, 1058 (2001).
7. E. I. Rashba, Fiz. Tverd. Tela **2**, 1224 (1960), Solid state Ionics **2**, 1109 (1960).
8. Y. A. Bychhov and E. I. Rashba, J. Phys. C **17**, 6039 (1984).
9. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100** (1955) 580.
10. B. Srisongmuang, A. Ka-oey, J. Magn. Magn. Mater. **324** (2012) 475.
11. B. Lv, Eur. Phys. J. B **83**, 493–497 (2011)
12. Blonder, G. E., Tinkham, M. and Klapwijk, T. M. Phys. Rev.B 25, 4515 (1982).
13. Schapers T, Engels J, Klocke T, Hollfelder M and Luth H. J. App. Phys. 83, 4324 (1998).

เรื่องที่ 2

เพื่อความสะดวกในการเขียนสมการ ผู้วิจัยขอเขียนบรรยายเป็นภาษาอังกฤษ ดังนี้

We model our junction as two dimensional system which lies on xz plane. This junction consists of a SC with Rashba spin-orbit coupling between two identical normal metal electrodes. We assume that each interface is smooth and the barrier at each interface is represented by a Dirac-delta function potential [2] at $x = 0$ and $x = L$. In order to consider in the ballistic regime, the thickness of the Rashba system is also chosen to be shorter than the typical RSOC carrier mean free path. The electronic dispersion relation of the M/RSOC/M double junction is shown schematically in Fig. 1.

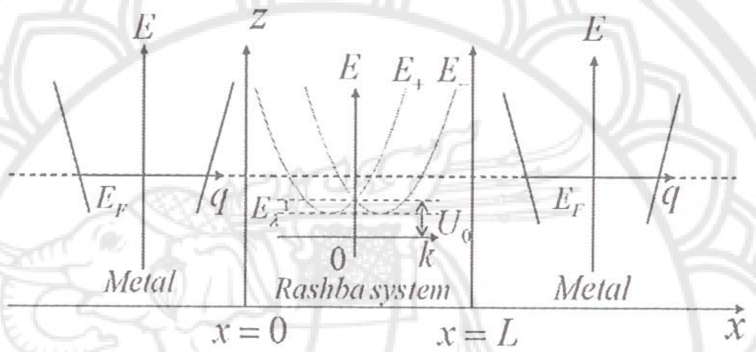


Figure 1: The sketches of the electronic dispersion relation of the M/RSOC/M double junction in xz plane, E_F, U_0, and $E_\lambda = \hbar^2 k_0^2/2m^*$ are the Fermi energy, the offset gate voltage and the Rashba energy, respectively.

Including the Rashba spin-orbit coupling effect in the SC, which exists in asymmetric heterostructure and can be controlled by an external gate voltage [3, 4, 5, 6, 7, 8], and applying the plane wave approximation, our system is described by the following Hamiltonian:

$$\vec{H} = \{\hat{p}\frac{1}{2m(x)}\hat{p} + V(x,z)\}\hat{I} + \vec{H}_{RS}(x), \tag{1}$$

The Schrodinger equation is expressed in a 2×2 spinor states, $\hat{p} = -i\hbar(\hat{x}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{z}\frac{\partial}{\partial z})$. The effective mass $m(x)$ is a position dependent; i.e., $[m(x)]^{-1} = m^{-1}\Theta(-x) + (m^*)^{-1}\Theta(x)$, where m and m^* are the effective electron mass in the metal and the Rashba system, respectively. $\Theta(x)$ is the Heaviside step function. $V(x, z)$ is also the position dependent function and is modeled by the expression.

$$V(x,z) = H_1\delta(x)+H_2\delta(x-L)-E_F\left[\Theta(-x)+\Theta(x-L)\right]+U_0\left[\Theta(x)-\Theta(x-L)\right], \quad (2)$$

where $H_{1(2)}$ represents the scattering potential of the M/RSOC (RSOC/M) interface at $x = 0$ ($x = L$), the diagonal elements of $H_{1(2)}$; $H_{1(2)}^{\uparrow\uparrow}$ and $H_{1(2)}^{\downarrow\downarrow}$ correspond to the non-spin-flip scattering potential of the junction. U_0 is the offset gate voltage which is much smaller than the Fermi energy, $E_F = \frac{\hbar^2 q_F^2}{2m}$ of the metal. In the Hamiltonian of this system, $\vec{H}_{RS}(x)$ is the Rashba spin-orbit coupling term which is expressed as [? ? ?]

$$\vec{H}_{RS} = \frac{-\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 - \lambda[\vec{\sigma}\times\vec{k}]\cdot\hat{j}, \quad (3)$$

where $\lambda = \lambda\Theta(x)$ is the Rashba spin-orbit coupling parameter, which can be tuned by applying the external electric field perpendicular to the 2D plane, $\hat{j}$ is the direction perpendicular to the plane of motion, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ is the Pauli spin matrices, and $\vec{k}$ is the wave vector.

The electron energy dispersion relation can be obtained as

$$E_\pm(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left[k^2 \pm 2k_0 k\right] + U_0, \quad (4)$$

where $k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$ is the magnitude of the 2D momentum and $k_0 = m^*\lambda/\hbar$ is the strength of the Rashba spin-orbit coupling.

We first consider the metal in region $x < 0$, the wave function of electrons on a metal side with energy E is therefore written as a linear combination of incident momentum states and reflected states of the same energy and the momentum along the surface k_z. Because there are equal number of electrons with opposite spin directions, there are two possibilities of the wave function. For simplicity, we choose the spins of incident electrons along the z-axis. The wave function of electrons in a metal side can be written in two cases, depend on the spin orientation of them, as

$$\psi_M^{(1)} = \left(\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix}e^{iq_x x} + \begin{bmatrix}r_{1\uparrow}\\r_{1\downarrow}\end{bmatrix}e^{-iq_x x}\right)e^{iq_z z}, \quad (5)$$

$$\psi_M^{(2)} = \left(\begin{bmatrix}0\\1\end{bmatrix}e^{iq_x x} + \begin{bmatrix}r_{2\uparrow}\\r_{2\downarrow}\end{bmatrix}e^{-iq_x x}\right)e^{iq_z z}, \quad (6)$$

where $q_x = q\cos\gamma$ and $q_z = q\sin\gamma$, where γ is the angle between $\vec{q}$ and x axis, $q = \sqrt{2m(E_F - E)/\hbar^2}$. $r_{j\uparrow(j\downarrow)}$ is the reflection coefficient for spin-up (spin-down), and $j = 1, 2$ refer to the wave function for two cases of incident electrons with opposite spin orientation.

In the RSOC region$(0 < x < L)$, the wave function is also obtained as a linear combination of two outgoing and reflecting eigenstates of the same energy and k_z as,

$$\begin{aligned}\psi_{RS}^{(j)}(E) &= \left(\begin{bmatrix} cos\frac{\alpha}{2} \\ \mp sin\frac{\alpha}{2}\end{bmatrix} t_{j+}e^{\pm ik_x^+ x} + \begin{bmatrix} sin\frac{\alpha}{2} \\ \mp cos\frac{\alpha}{2}\end{bmatrix} r_{j+}e^{\mp ik_x^+ x}\right) e^{ik_z^+ z} \\ &+ \left(\begin{bmatrix} sin\frac{\beta}{2} \\ cos\frac{\beta}{2}\end{bmatrix} t_{j-}e^{ik_x^- x} + \begin{bmatrix} cos\frac{\beta}{2} \\ sin\frac{\beta}{2}\end{bmatrix} r_{j-}e^{-ik_x^- x}\right) e^{ik_z^- z}, \qquad (7)\end{aligned}$$

where the upper and lower signs in the equation refer to the energy above U_0 and below U_0, the α and β are the electron angle of k^+ and k^- with the x-axis, respectively. The q_z parallel momentum conservation; $q_z = k_z^+ = k_z^-$, fixes the angular α and β orientation of $\vec{k}$, $\alpha = \arcsin\frac{q\sin\gamma}{k^+}$ and $\beta = \arcsin\frac{q\sin\gamma}{k^-}$. $t_{+(-)}$, $r_{+(-)}$ are the transmission amplitude for plus (minus) and the reflection amplitude for plus (minus) branch of RSOC, respectively. $k_x^+ = k^+\cos\alpha, k_x^- = k^-\cos\beta, k_z^+ = k^+\sin\alpha$, and $k_z^- = k^-\sin\beta$. The relationship between the angle α, β, and γ is $k^+\sin\alpha = k^-\sin\beta = q\sin\gamma$. $k_x^\pm$ depends on energy as

$$k^- = k_0 + \sqrt{k_0^2 + \frac{2m*}{\hbar^2}(E - U_0)}, \qquad (8)$$

and

$$k^+ = \pm\left(k_0 - \sqrt{k_0^2 + \frac{2m*}{\hbar^2}(E - U_0)}\right). \qquad (9)$$

The + and - signs in equation (9) are for $E > U_0$ and $E < U_0$, respectively.

In region $x > L$ within the right metal, the wave function can be expressed as only transmitted eigenstates;

$$\psi_{M_R}^{(j)} = \left(\begin{bmatrix} t_{j\uparrow} \\ t_{j\downarrow}\end{bmatrix} e^{iq_x x}\right) e^{iq_z z}, \qquad (10)$$

where $t_{j\uparrow(j\downarrow)}$ is the transmission coefficient for spin-up (spin-down).

All coefficients in Eqs. (5)-(7), and (10) can be obtained by using the two boundary conditions at the interface $x = 0$ and $x = L$.

$$\psi_{M_L}^{(j)}(x = 0^+, z) = \psi_{RS}^{(j)}(x = 0^-, z) = \psi^{(j)}(0), \qquad (11)$$

$$\psi_R^{(j)}(x = L^+, z) = \psi_{M_R}^{(j)}(x = L^-, z) = \psi^{(j)}(L), \tag{12}$$

$$\left(\frac{m}{m^*}\frac{\partial\psi_R^{(j)}}{\partial x} - \frac{\partial\psi_{M_L}^{(j)}}{\partial x}\right)\Bigg|_0 = \left(2k_F Z_1 - ik_0\frac{m}{m^*}\sigma_z\right)\psi^{(j)}(0), \tag{13}$$

$$\left(\frac{\partial\psi_{M_R}^{(j)}}{\partial x} - \frac{m}{m^*}\frac{\partial\psi_R^{(j)}}{\partial x}\right)\Bigg|_L = \left(2k_F Z_2 + ik_0\frac{m}{m^*}\sigma_z\right)\psi^{(j)}(L), \tag{14}$$

where $Z_{1(2)} = \frac{mH_{1(2)}}{\hbar^2 q_F}$ is the dimensionless parameter, 1(2) refers to the interfacial scattering at $x = 0$ ($x = L$). $Z = 0$ is a high transparency (Ohmic contact), whereas $Z \to \infty$ is low transparency (tunneling limit). From the diagonal elements of $H_{1(2)}$ as mention above, lead to the diagonal elements of $Z_{1(2)}$; $Z_{1(2)}^{\uparrow\uparrow} \equiv Z_{1(2)}^{\downarrow\downarrow}$.

Then, we simplicity consider the differential conductance at a zero temperature, which is given by

$$G(eV) = \frac{e^2}{h}\frac{Aq_F}{2\pi}\int_{-\gamma_m}^{\gamma_m} d\gamma\cos\gamma\sqrt{1+\frac{eV}{E_F}}\sum_{j=1}^{2}\left(T_{j\uparrow}(eV,\gamma) + T_{j\downarrow}(eV,\gamma)\right). \tag{15}$$

Where A is the area of the metal and $\gamma_m = \sin^{-1}[k^-(E)/q(E)]$ is the maximum angle incident electron from the left metal. $T_{j\uparrow}(eV,\gamma)$ and $T_{j\downarrow}(eV,\gamma)$ are the transmission probability for up-spin and down-spin in the system, respectively.

We define the spin polarization of conductance P, which measures the difference in the conductance spectrum between up-spin and down-spin in unit time, normalized to the total conductance. Thus, the spin polarization of conductance in the system is written as

$$P(eV) = \frac{G_\downarrow(eV) - G_\uparrow(eV)}{G_\downarrow(eV) + G_\uparrow(eV)}. \tag{16}$$

3. Results and Discussions

The numerical calculation results of the conductance spectrum in a unit of $e^2Ak_F/\pi h$ and the spin polarization of conductance across the M/RSOC/M junction are presented. We focus on effect of a scattering potential at the two interfaces on the above quantities, i.e., the M/RSOC interface represented by the dimensionless parameter $Z_1 = mH_1/q_F\hbar^2$ and the RSOC/M interface;

$Z_2 = mH_2/q_F\hbar^2$. In the numerical results, we set the Rashba effective mass; $m_R = 0.05m_e$ when m_e is a free electron mass, the thickness of RSOC layer; $L = 280/q_F$ and the offset gate voltage; $U_0 = 2E_\lambda$. The effect of the scattering potential at the interfaces is important to determine the particle, spin transport, and other related physical quantities of the heterostructure. In realistic, it is hardly to make that the barrier potential is an Ohmic contact ($Z = 0$) and is a difficult to control in the experiment. So, we will explore the effect of barrier potential on these quantities by dividing for three cases. First, the two interfaces are identical values, represented by $Z(Z_1 = Z_2)$. The second case is Z_1 less than Z_2 and the last one is Z_1 more than Z_2.

The conductance spectrum (G) as a function of bias voltage (eV) affected by the two identical barrier strengths and for distinguishable one, is presented in Fig. 2. We found that the conductance spectra are suppressed with increasing the identical Z as well as increasing the distinguishable barrier potential. This is the expected result. Moreover, the conductance spectrum is equal when the two barrier potentials are switched, i.e., $Z_1 = 0.3$ and $Z_2 = 0.5$ (see Fig. 2(b)) relatively compare with $Z_2 = 0.3$ and $Z_1 = 0.5$ (see Fig. 2(c)). The period of the oscillation for the conductance spectrum does not affected by changing of barrier strengths. The rising in barrier strength gives only the prominent of oscillation peaks. In the Rashba energy $eV < 2E_\lambda$, the period of conductance spectrum is a strong oscillation because the density of states depend strongly on the energy.

The spin polarization is maximum value when the barrier potentials are the perfect transparency. It is also suppressed by increasing the identical barrier strengths as shown in Fig. 3(a). The effect of non-identical barrier strength cases give an interesting result for spin polarization of conductance (P). That is, the case of Z_2 is fixed and increasing Z_1 can enhance the spin polarization as shown in Fig.3(c). While, in case of Z_1 is fixed and increasing Z_2 the spin polarization suppresses (see Fig. 3(b)). Moreover, it obtains the spin polarization of the system for fixing Z_2 with increasing Z_1 more than that observes this system for fixing Z_1 with changing Z_2, i.e., $Z_1 = 0.3$ and $Z_2 = 0.5$ (see Fig. 3(b)) relatively compare with $Z_2 = 0.3$ and $Z_1 = 0.5$ (see Fig. 3(c)).

To show an effectiveness in spin filtering of the M/RSOC/M double junction by changing the barrier strengths at the interface, we plot the $P^<$ and $P^>$ as a function of Z_1 for different Z_2 in Fig.4. The $<$ and $>$ signs mean the applied voltage corresponding to the energy slightly above and below the U_0, respectively. Considering the first interface is perfect transparency

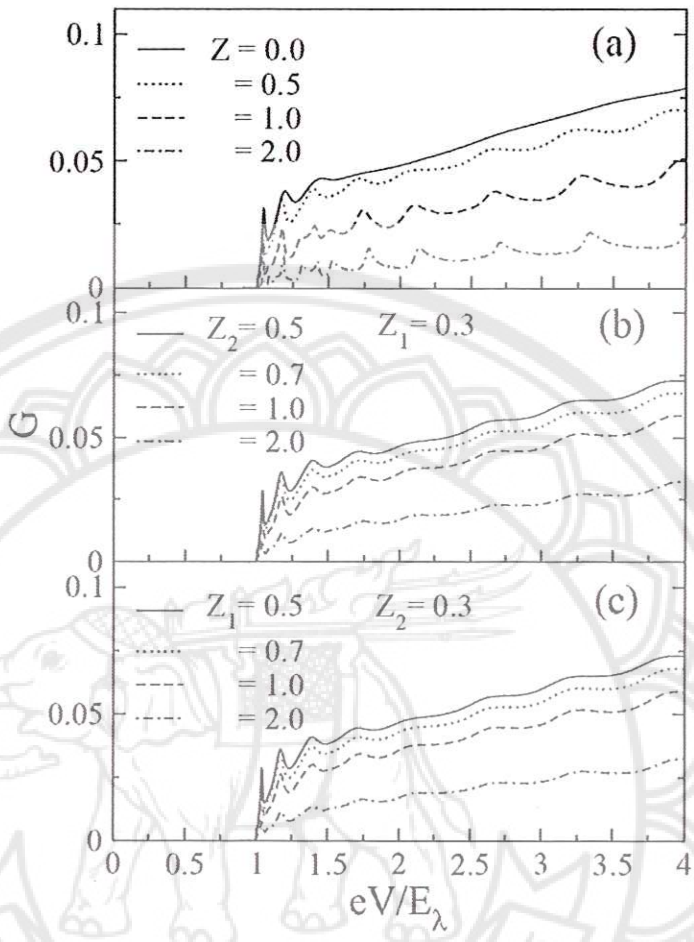


Figure 2: The plots of conductance spectra as a function of applied voltage, (a) for identical barrier strength ($Z_1 = Z_2 = Z$), (b) for Z_1 is fixed and Z_2 is increased, and (c) for Z_2 is fixed and Z_1 is increased.

($Z_1 = 0$). The spin polarization of conductance is decreased with increasing the second barrier strength. Whereas, the second barrier potential is fixed ($Z_2 = 0, 0.5, 1.0$, and 2.0), the spin polarization can slightly enhance with changing the first barrier strength. However, the Z_2 reaches a tunneling limit ($Z_2 \geqslant 1.0$), the spin polarization is hardly rising even the Z_1 is increased. From our calculation results, we can suggest that a great spin-filtering in the M/RSOC/M double junctions has done by increasing the barrier strength at M/RSOC interface, at the same time, it should be made the barrier strength

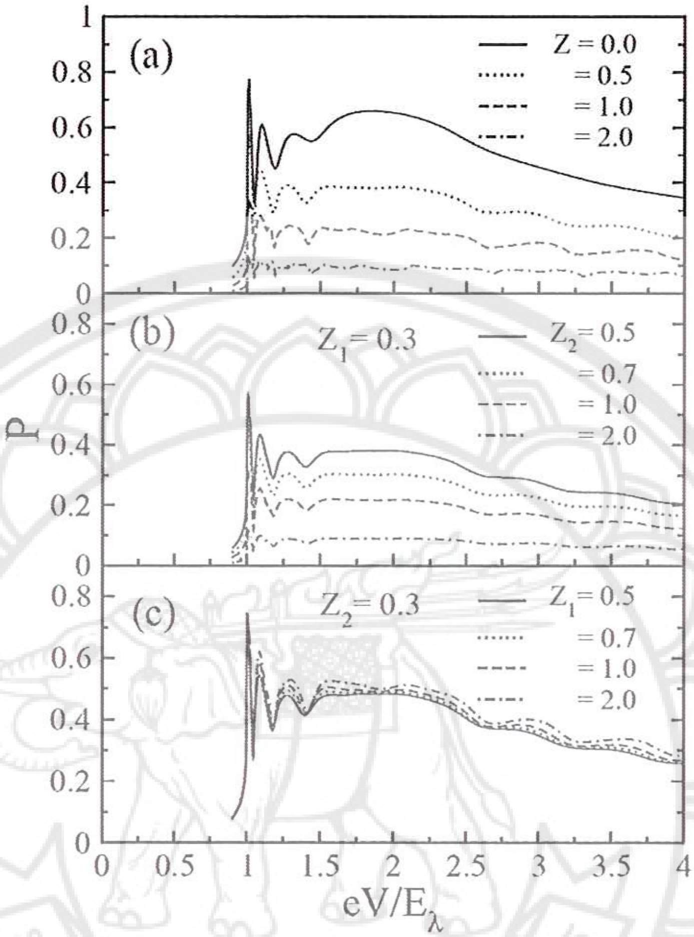


Figure 3: The plots of spin polarization of conductance as a function of applied voltage, (a) for identical barrier strength ($Z_1 = Z_2 = Z$), (b) for Z_1 is fixed and Z_2 is increased, and (c) for Z_2 is fixed and Z_1 is increased.

at RSOC/M interface as vanish as possible ($Z_2 = 0$). However, the barrier potential cannot be controlled or measured with the exact values but in this work we can be identified and explored to compare the quality of each interfaces by investigating the spin polarization of the double junction.

4. Conclusions

The free electron model and scattering method are used to calculate the conductance and the normalized spin polarization of conductance across a

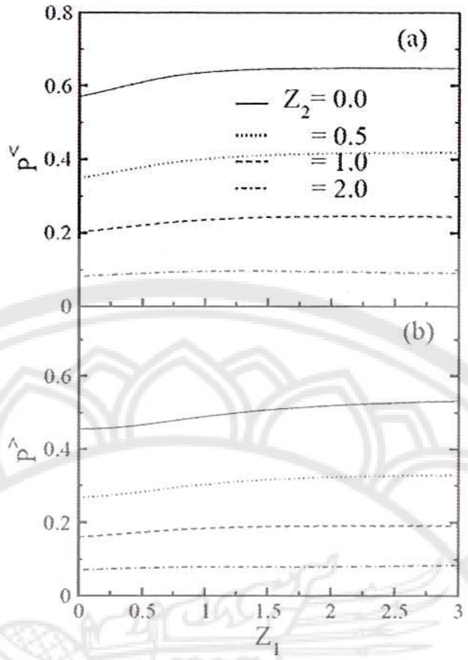


Figure 4: The plots of spin polarization of conductance as a function Z_1 for different Z_2 at the applied voltage is slightly below (a) and above (b) the U_0.

M/RSOC/M double junction in a xz plane. We summarize the numerical calculation results as the conductance spectrum suppressed by increasing the scattering potentials. The conductance spectrum does not change when the two barrier potential strengths are switched. Moreover, the spin polarization is strongly dependent on the first barrier strength of the junction. This result can be used to determine the quality of the interfaces of the junction.

5. References

[1] H. Engel, E. I. Rashba, and B. I. Halperin, Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, Wiley Chichester, 2007.

[2] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B 25 (1982) 4515.

[3] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1335.

[4] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 046801.

[5] J. P. Heida, B. J. van Wees, J. J. Kuipers, T. M. Klapwijk, and G.Borghs, Phys. Rev. B 57 (1998) 11911.

[6] G. Engels, J. Lange, Th. Schapers, and H. Luth, Phys. Rev. B 55 (1997) 1958.

[7] Y. Sato, T. Kita, S. Gozu, and S. Yamada, J. Appl. Phys. 89 (2001) 8017.

[8] C.-M. Hu, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, J. Osaka, P. Pfeffer, and W. Zawadski, Phys. Rev. B 60 (1999) 7736.

ผลลัพท์จากโครงการวิจัย

ความรู้ที่ได้จากโครงงานวิจัยนี้สามารถนำไปเป็นความรู้ในการออกแบบและพัฒนาอุปกรณ์ทางอิเล็กทรอนิกส์ หรือ สปินทรอนิกส์ ที่มีรอยต่อดังกล่าวเป็นส่วนประกอบ ซึ่ง โครงงานวิจัยนี้สามารถเขียนบทความเพื่อเผยแพร่ออกมา 1 เรื่อง ได้แก่

- A. Ka-oey, A. Jantayod and P. Pairor, *Impact of interfacial scattering on the spinpolarization of a metal/ semiconductor/metal with Rashba spin-orbit coupling junction*, Physica B: Condense Matters, 458 103 (2015). (Impact factor 1.276)

ภาคผนวก

Physica B 458 (2015) 103–106

Contents lists available at ScienceDirect

Physica B

journal homepage: www.elsevier.com/locate/physb

Impact of interfacial scattering on the spin polarization of a metal/semiconductor/metal with Rashba spin–orbit coupling junction

A. Ka-oey [a], A. Jantayod [b,c,*], P. Pairor [a]

[a] School of Physics, Institute of Science, Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima 30000, Thailand
[b] Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University, Phitsanulok 65000, Thailand
[c] Research Center for Academic Excellence in Applied Physics, Faculty of Science, Naresuan University, Phitsanulok 65000, Thailand

ARTICLE INFO

Article history:
Received 26 June 2014
Received in revised form
9 September 2014
Accepted 13 November 2014
Available online 17 November 2014

Keywords:
A metal/semiconductor/metal with Rashba spin–orbit coupling
Tunneling conductance
Interfacial scattering
Spin polarization

ABSTRACT

The conductance spectrum and the normalized spin polarization due to the spin-dependent conductance of a metal/semiconductor/metal with Rashba spin–orbit coupling junction are theoretically studied within a free electron approximation and a scattering method. The effect of the first and the second interfacial scattering potentials on the two quantities are considered, especially when both of the potential strengths are not equal. While the conductance is determined by the higher interfacial scattering potential, the spin polarization is determined by the second interfacial barrier potential of the junction.

1. Introduction

Understanding the mechanism of spin injection offers a huge potential for many fundamental and practical applications in spintronics [1–9]. Conventionally, the spin injection can be achieved by sourcing the currents from ferromagnetic metal electrodes. Thus, much effort has been put towards the study of the spin transport across a ferromagnet/semiconductor interface [10–13]. It was found that there is a fundamental obstacle for effective spin injection in this case, due to the conductivity mismatch between the two materials [14,11,13]; however, a simple solution to this problem is to insert an insulating barrier at the interface [15,16].

Another way to overcome this problem is to avoid ferromagnets altogether and instead use the spin filtering device based on the intrinsic properties of mesoscopic systems, such as strong spin–orbit interaction [17–19]. One of the heterojunctions that can be used as spin filtering devices is a metal/Rashba spin–orbit coupling system/metal (M/RSOC/M) double junction. It was shown that the Rashba spin–orbit coupling in a semiconductor heterostructure can help produce and control a spin-polarized current. Assuming identical interfacial scattering potential strengths, one finds that the transmission and spin polarization in such structures depend strongly on the electron incident angle [20].

It is known that the interfacial scattering potentials have an important impact on the particle and spin transmission across a heterostructure. It is not easy to fabricate the double junction with the same interface scattering strength. We, therefore, are interested in the impact of the inequality of these two interfacial scattering strengths in the double junction on the spin filtering. In this paper, we theoretically examine the conductance and the spin polarization of conductance of M/RSOC/M double junction, in which the two interfacial scattering potential strengths may not be equal. In the next section we present the assumptions and formalism used in this study. Section 3 contains the results and discussion, and finally, the conclusion is presented in Section 4.

2. Method and assumptions

We model our junction as a two-dimensional system, which lies in the *xz* plane. A semiconductor layer of thickness L with the Rashba spin–orbit coupling is sandwiched between two identical metallic electrodes. We set the first interface at $x=0$ and the second one at $x=L$. We represent each interfacial scattering barrier by a Dirac-delta function potential [21]. In order to consider in the

* Corresponding author at: Department of Physics, Faculty of Science, Naresuan University, Phitsanulok 65000, Thailand.
E-mail address: aekj@nu.ac.th (A. Jantayod).

http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2014.11.020
0921-4526/

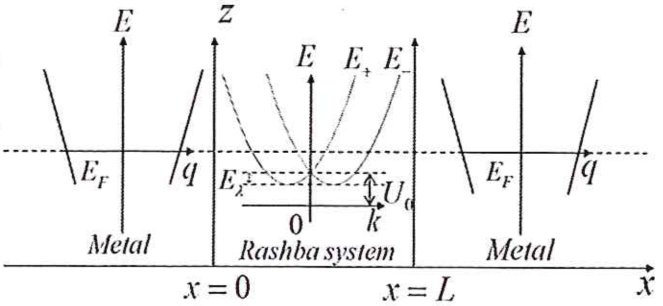


Fig. 1. The sketch of the energy dispersion relation of the electron in each region of the double junction. E_F, U_0 and $E_\lambda = \hbar^2 k_0^2/2m_*$ are the Fermi energy of electron in the metallic leads, the offset gate voltage and the Rashba spin–orbit coupling energy, respectively.

ballistic regime, the thickness of the Rashba system is also set to be much shorter than the typical mean free path of an electron in the system. The energy dispersion relation of the electron in each region of the double junction is shown in Fig. 1.

We describe our system by the following Hamiltonian:

$$\vec{H} = \left\{\hat{p}\frac{1}{2m(x)}\hat{p} + V(x)\right\}\hat{I} + \vec{H}_{RS}(x), \tag{1}$$

where $\hat{p} = -i\hbar(\hat{x}(\partial/\partial x) + \hat{z}(\partial/\partial z))$ is the momentum operator. The effective mass $m(x)$ is position-dependent; i.e., $[m(x)]^{-1} = m^{-1}\Theta(-x) + (m_*)^{-1}\Theta(x)$, where m and m^* are the effective electron masses in the metallic and the Rashba region, respectively. $\Theta(x)$ is the Heaviside step function. $V(x)$ is also the position-dependent and is defined by the following expression:

$$V(x) = H_1\delta(x) + H_2\delta(x-L) - E_F[\Theta(-x) + \Theta(x-L)] + U_0[\Theta(x) - \Theta(x-L)], \tag{2}$$

where H_1, H_2 represent the scattering potential strengths at $x=0$ and $x=L$ respectively. U_0 is the offset gate voltage, which is much smaller than the Fermi energy, $E_F = \hbar^2 q_F^2/2m$ of electrons in the metallic electrodes. $\vec{H}_{RS}$ is the Rashba spin–orbit coupling term, which is expressed as [17–19]

$$\vec{H}_{RS}(x) = -\lambda(x)[\vec{\sigma}\times\vec{k}]\cdot\hat{j}, \tag{3}$$

where $\lambda(x) = \lambda\Theta(x)$ and λ is the Rashba spin-orbit coupling strength parameter, which can be tuned by applying the external electric field perpendicular to the 2D plane [22–27], $\hat{j}$ is a unit vector pointing in the direction perpendicular to the plane of the junction, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ are the Pauli spin matrices, and $\vec{k}$ is the wave vector of the electron.

The electron energy dispersion relation in the Rashba system can be obtained as

$$E_\pm(k) = \frac{\hbar^2}{2m_*}\left[k^2 \pm 2k_0 k\right] + U_0, \tag{4}$$

where $k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$ is the magnitude of the wave vector and $k_0 = m_*\lambda/\hbar$ is the wave vector associated with the Rashba spin–orbit coupling.

We first consider the electrons in the $x < 0$ region. The wave function is written as a linear combination of an incident state and

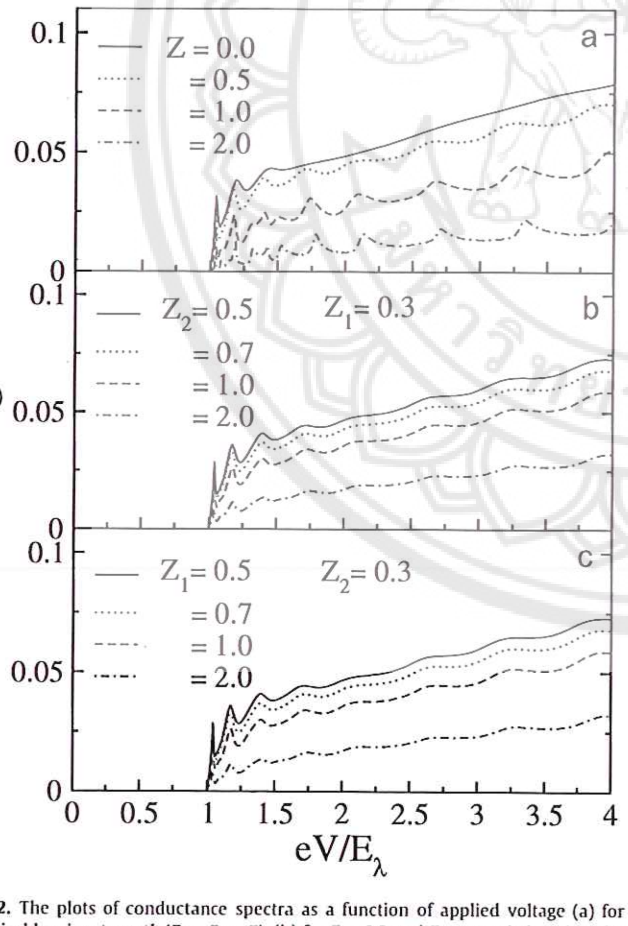


Fig. 2. The plots of conductance spectra as a function of applied voltage (a) for identical barrier strength ($Z_1 = Z_2 = Z$), (b) for $Z_1=0.3$ and Z_2 are varied, and (c) for $Z_2=0.3$ and Z_1 are varied.

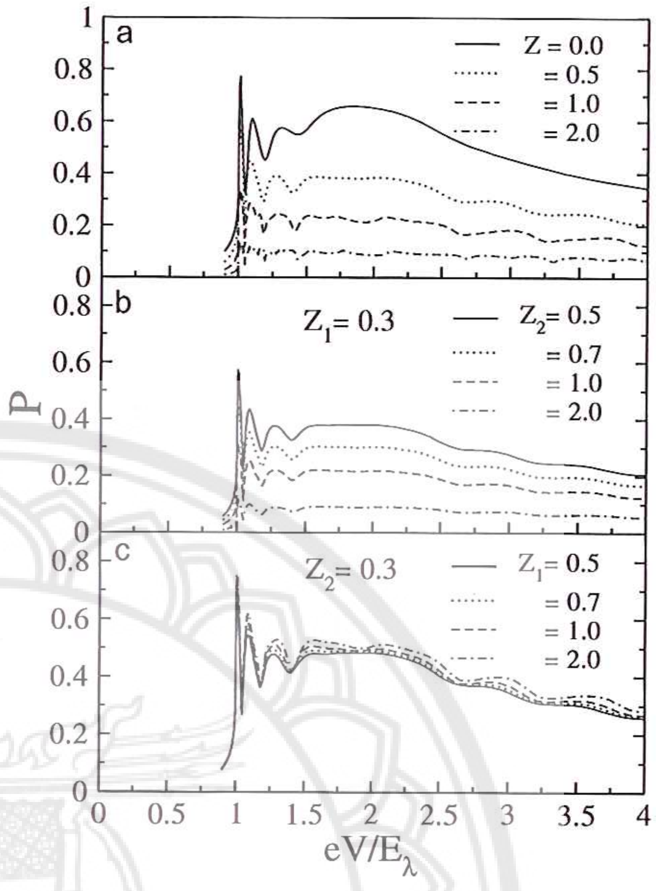


Fig. 3. The plots of spin polarization of conductance as a function of applied voltage (a) for identical barrier strength ($Z_1 = Z_2 = Z$), (b) for $Z_1=0.3$ and Z_2 are varied, and (c) for $Z_2=0.3$ and Z_1 are varied.

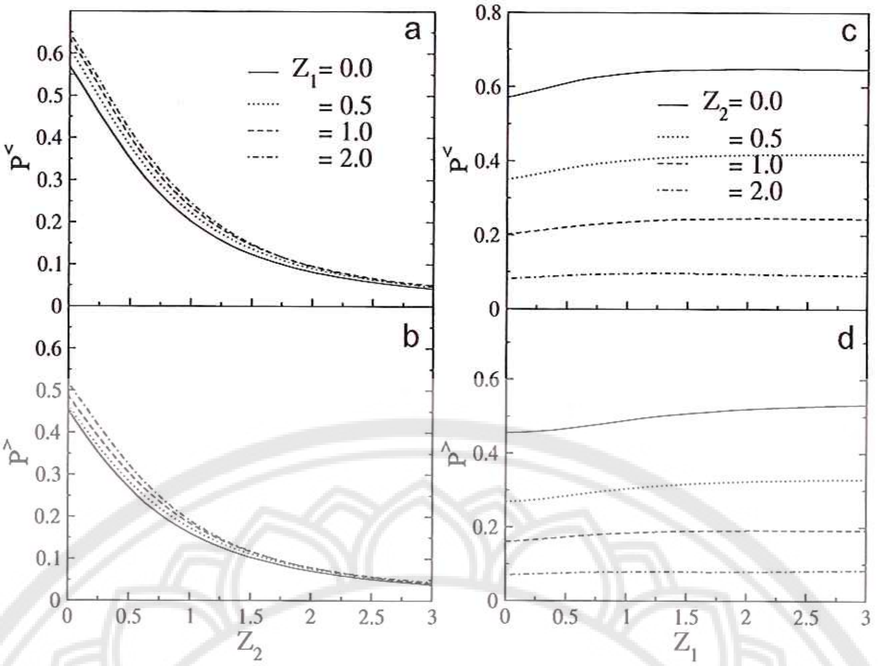


Fig. 4. The plots of spin polarization of conductance as a function Z_2 and Z_1. (a) and (c) The plots of P at the applied voltage are slightly below U_0. (b) and (d) The plots of P at the applied voltage are above U_0.

a reflected state of the same energy and k_z. Because there are equal number of electrons with opposite spin directions in a metal, there are two possibilities of the wave function. That is,

$$\psi_M^{(1)}(x,z) = \left(\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix}e^{iq_x x} + \begin{bmatrix}r_{1\uparrow}\\r_{1\downarrow}\end{bmatrix}e^{-iq_x x}\right)e^{iq_z z}, \tag{5}$$

$$\psi_M^{(2)}(x,z) = \left(\begin{bmatrix}0\\1\end{bmatrix}e^{iq_x x} + \begin{bmatrix}r_{2\uparrow}\\r_{2\downarrow}\end{bmatrix}e^{-iq_x x}\right)e^{iq_z z}, \tag{6}$$

where $q_x = q\cos\gamma$, $q_z = q\sin\gamma$, with γ being the angle between the wave vector and the x-axis, and $q = \sqrt{2\,m(E_F - E)/\hbar^2}$. $r_{j\sigma}$ is the reflection coefficient for spin σ, where $j = 1,2$ referring to the wave function of an incident electron with up spin and down spin respectively.

In the $0 < x < L$ region, the wave function is obtained as a linear combination of two transmitted and two reflected eigenstates of the same energy and k_z,

$$\psi_{RS}^{(j)}(x,z) = \left(\begin{bmatrix}\cos\frac{\alpha}{2}\\ \mp\sin\frac{\alpha}{2}\end{bmatrix}t_{j+}e^{\pm ik_x^+ x} + \begin{bmatrix}\sin\frac{\alpha}{2}\\ \mp\cos\frac{\alpha}{2}\end{bmatrix}r_{j+}e^{\mp ik_x^+ x}\right)e^{ik_z^+ z} + \left(\begin{bmatrix}\sin\frac{\beta}{2}\\ \cos\frac{\beta}{2}\end{bmatrix}t_{j-}e^{ik_x^- x} + \begin{bmatrix}\cos\frac{\beta}{2}\\ \sin\frac{\beta}{2}\end{bmatrix}r_{j-}e^{-ik_x^- x}\right)e^{ik_z^- z}, \tag{7}$$

where the upper and lower signs refer to the energy above and below U_0 respectively, α and β are the angles between of k^+, k^- and the x-axis, respectively. $t_{+/-}$, $r_{+/-}$ are the transmission and reflection amplitudes for electrons in the plus/minus branch of the RSOC system. Because the wave vector along the z-axis is conserved, we have the following relations: $q_z = k_z^+ = k_z^-$, or $k^+\sin\alpha = k^-\sin\beta = q\sin\gamma$, where

$$k^- = k_0 + \sqrt{k_0^2 + \frac{2m_*}{\hbar^2}(E - U_0)}, \tag{8}$$

and

$$k^+ = \pm\left(k_0 - \sqrt{k_0^2 + \frac{2m_*}{\hbar^2}(E - U_0)}\right). \tag{9}$$

The $+$ and $-$ signs in Eq. (9) are for $E > U_0$ and $E < U_0$, respectively.

In the $x > L$ region, the electron wave function can be expressed as a transmitted eigenstate:

$$\psi_{MR}^{(j)}(x,z) = \left(\begin{bmatrix}t_{j\uparrow}\\t_{j\downarrow}\end{bmatrix}e^{iq_x x}\right)e^{iq_z z}, \tag{10}$$

where $t_{j\sigma}$ is the transmission coefficient of the particle with spin σ.

All the coefficients in Eqs. (5)–(7), and (10) can be obtained from the four boundary conditions at $x=0$ and $x=L$:

$$\psi_{ML}^{(j)}(x = 0^+, z) = \psi_{RS}^{(j)}(x = 0^-, z) = \psi^{(j)}(0), \tag{11}$$

$$\psi_R^{(j)}(x = L^+, z) = \psi_{MR}^{(j)}(x = L^-, z) = \psi^{(j)}(L), \tag{12}$$

$$\left.\left(\frac{m}{m^*}\frac{\partial\psi_R^{(j)}}{\partial x} - \frac{\partial\psi_{ML}^{(j)}}{\partial x}\right)\right|_0 = \left(2k_F Z_1 - ik_0\frac{m}{m^*}\sigma_z\right)\psi^{(j)}(0), \tag{13}$$

$$\left.\left(\frac{\partial\psi_{MR}^{(j)}}{\partial x} - \frac{m}{m^*}\frac{\partial\psi_R^{(j)}}{\partial x}\right)\right|_L = \left(2k_F Z_2 + ik_0\frac{m}{m^*}\sigma_z\right)\psi^{(j)}(L), \tag{14}$$

where $Z_i = mH_i/\hbar^2 q_F$ is the dimensionless parameter, referring to the interfacial scattering at $x=0$ for $i=1$ and at $x=L$ for $i=2$. $Z \to 0$

is in the high transparency limit, whereas $Z \to \infty$ is in the low transparency, or tunneling, limit.

The differential conductance at a zero temperature is therefore

$$G\,(eV) = \frac{e^2}{h}\frac{Aq_F}{2\pi}\int_{-\gamma_m}^{\gamma_m} d\gamma \cos\gamma \sqrt{1+\frac{eV}{E_F}}\sum_{j=1}^{2}\left(T_{j\uparrow}(eV,\gamma)+T_{j\downarrow}(eV,\gamma)\right). \tag{15}$$

where A is the total area of the metallic electrode and $\gamma_m = \sin^{-1}[k^-(E)/q(E)]$ is the maximum incident angle for the electron with energy E. $T_{j\sigma}(eV,\gamma)$ are the transmission probabilities in case j with spin σ.

We define the spin polarization of conductance P, which is the difference between the up-spin and down-spin conductance normalized by the total conductance:

$$P(eV) = \frac{G_\downarrow(eV) - G_\uparrow(eV)}{G_\downarrow(eV) + G_\uparrow(eV)}. \tag{16}$$

3. Results and discussion

The numerical calculation results of the conductance spectrum in a unit of $e^2Ak_F/\pi h$ and the spin polarization of conductance across the M/RSOC/M junction are presented in this section. We focus on the effect of the interfacial scattering potential on these two quantities. That is, the dimensionless parameter $Z_1 = mH_1/q_F\hbar^2$ and $Z_2 = mH_2/q_F\hbar^2$ will be varied, whereas the electron effective mass in the Rashba layer is set to $m_* = 0.05m_e$, where m_e is the free electron mass. Also the thickness of the RSOC layer is set to $L = 280/q_F$, $k_0 = 0.05q_F$, and the offset gate voltage is set to $U_0 = 2E_\lambda$.

The scattering potential at the interfaces generally limits the particle ability to transmit across the structures as can be seen in the following plots. The conductance spectrum (G) as a function of bias voltage (eV) for various values of Z_1, Z_2 are shown in Fig. 2. In all plots, the oscillatory behaviors are present, reflecting the resonance due to the finite thickness of the Rashba layer. The period of this oscillation is not affected by the interfacial scattering potential strengths. As seen in Fig. 2(a), when we consider the case where both barriers have the same potential strength: $Z_1 = Z_2 = Z$, the oscillation peaks are more prominent in the tunneling limit. When Z_1, Z_2 are not equal, the conductance spectrum shows similar structures and the value of the conductance depends on the interfacial scattering potential that is higher.

The spin polarization of conductance P as a function of applied voltage for various values of Z_1, Z_2 is plotted in Fig. 3. The plots contain similar oscillations as seen in the conductance spectrum. When $Z_1 = Z_2 = Z$, P is decreased as Z is larger. When Z_1 is fixed and Z_2 is varied, P is decreased with the increase in Z_2. However, when Z_2 is fixed and Z_1 is varied, P is hardly changes. These results can be seen more clearly in the plots of P vs. Z_1 and Z_2 in Fig. 4. The values of P at the voltages either higher or lower than U_0 are much more sensitive to Z_2 than Z_1. This result indicates that spin filtering in a double junction is determined mainly by the second barrier potential.

4. Conclusions

The free electron model and the scattering method are used to calculate the conductance and the normalized spin polarization of conductance across a double junction, M/RSOC/M. The conductance is decreased as the interfacial scattering potential is increased and it is determined by the stronger interfacial scattering potential. As for the case of the spin polarization, its valued is surprisingly determined by the second barrier strength of the double junction.

Acknowledgments

A. Jantayod would like to acknowledge the financial support from Naresuan University. A. Ka-oey and P. Pairor thank Thailand Research Fund through the Royal Golden Jubilee Ph.D. Program (Grant no. PHD/0218/2548) and the office of the Higher Education Commission under NRU Project of Thailand (RU 4/2555) for financial support.

References

[1] G. Prinz, Phys. Today 48 (1995) 58.
[2] H. Ohno, Science 281 (1998) 5379.
[3] M. Oestreich, Nature (London) 402 (1999) 735.
[4] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S.V. Molnar, M. L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger, Science 294 (2001) 1488.
[5] Z.W. Xie, B.Z. Li, J. Appl. Phys. 93 (2003) 9111.
[6] A. Saffarzadeh, J. Magn. Magn. Mater. 269 (2004) 327.
[7] I. Zutic, J. Fabian, S.D. Sarma, Rev. Mod. Phys. 76 (2004) 323.
[8] U. Lüders, M. Bibes, S. Fusil, K. Bouzehouane, E. Jacquet, C.B. Sommers, J.-P. Contour, J.-F. Bobob, A. Barthélémy, A. Fert, P.M. Levy, Phys. Rev. B 76 (2007) 134412.
[9] A. Fert, Rev. Mod. Phys. 80 (2008) 1517.
[10] W.Y. Lee, S. Gardelis, B.-C. Choi, Y.B. Xu, C.G. Smith, C.H.W. Barnes, D.A. Ritchie, E.H. Linfield, J.A.C. Bland, J. Appl. Phys. 85 (1999) 6682.
[11] G. Schmidt, D. Ferrand, L.W. Molenkamp, A.T. Filip, B.J. van Wees, Phys. Rev. B 62 (2000) 4790R.
[12] C.-M. Hu, T. Matsuyama, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 066803.
[13] Y. Jiang, M.B.A. Jalil, J. Phys.: Condens. Matter 15 (2003) 31.
[14] P.R. Hammar, B.R. Bennett, M.J. Yang, M. Johnson, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 203.
[15] E.I. Rashba, Phys. Rev. B 62 (2000) 16267R.
[16] H.B. Heersche, Th. Schäpers, J. Nitta, H. Takayanagi, Phys. Rev. B 64 (2001) 161307R.
[17] E.I. Rashba, Sov. Phys. Solid State 2 (1960) 1109.
[18] Y.A. Bychkov, E.I. Rashba, J. Phys. C 17 (1984) 6039.
[19] Y.A. Bychkov, E.I. Rashba, JETP Lett. 39 (1984) 78.
[20] V.M. Ramagila, D. Bercioux, V. Cataudella, G.D. Filippis, C.A. Perroni, J. Phys.: Condens. Matter 16 (2004) 9143.
[21] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B 25 (1982) 4515.
[22] G. Engels, J. Lange, Th. Schapers, H. Luth, Phys. Rev. B 55 (1997) 1958.
[23] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, T. Enoki, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1335.
[24] J.P. Heida, B.J. vanWees, J.J. Kuipers, T.M. Klapwijk, G. Borghs, Phys. Rev. B 57 (1998) 11911.
[25] C.-M. Hu, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, J. Osaka, P. Pfeffer, W. Zawadski, Phys. Rev. B 60 (1999) 7736.
[26] Y. Sato, T. Kita, S. Gozu, S. Yamada, J. Appl. Phys. 89 (2001) 8017.
[27] T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 046801.

เลขทะเบียน.................................

หนังสือยินยอมการเผยแพร่ผลงานทางวิชาการบนเว็บไซต์
ฐานข้อมูล NU Digital Repository (http://obj.lib.nu.ac.th/media/)
สำนักหอสมุด มหาวิทยาลัยนเรศวร

ตามที่ข้าพเจ้า ดร.เอก จันต๊ะยอด (ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์) ได้ส่งผลงานทางวิชาการการ รายงานการวิจัย (เรื่อง) รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์โครงการผลของการกระเจิงที่ผิวรอยต่อ ต่อการขนส่งพาหะไฟฟ้าผ่านโครงสร้างผสมของเฟอโรแมกเนติก/ระบบที่มีการควบคู่กันของสปินกับวงโคจรแบบเดรสเซลฮอส/เฟอโรแมกเนติก ในระดับนาโนสเกล

ปีที่พิมพ์ 2558

ข้าพเจ้าขอรับรองว่า ผลงานทางวิชาการเป็นลิขสิทธิ์ของข้าพเจ้า ดร.เอก จันต๊ะยอด เป็นเจ้าของลิขสิทธิ์ และเพื่อให้ผลงานทางวิชาการของข้าพเจ้าเป็นประโยชน์ต่อการศึกษาและสาธารณชน จึงอนุญาตให้เผยแพร่ผลงาน ดังนี้

- [x] อนุญาตให้เผยแพร่
- [ ] ไม่อนุญาตให้เผยแพร่ เนื่องจาก..

....

....

ลงชื่อ เอก จันต๊ะยอด

(ดร.เอก จันต๊ะยอด)

วันที่ 3 พฤศจิกายน 2558

หมายเหตุ ลิขสิทธิ์ใดๆ ที่ปรากฏอยู่ในผลงานนี้เป็นความรับผิดชอบของเจ้าของผลงาน ไม่ใช่ของสำนักหอสมุด