

การศึกษาเชิงทฤษฎีสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านอิเล็กทรอนิกส์ในระบบ
สองรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต

ปัทมา เร่งพิมาย

เสนอต่อมหาวิทยาลัยมหาสารคาม เพื่อเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร
ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์
สิงหาคม 2559
ลิขสิทธิ์เป็นของมหาวิทยาลัยมหาสารคาม

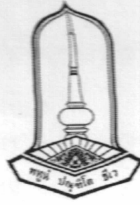


การศึกษาเชิงทฤษฎีสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านอิเล็กตรอนในระบบ
สองรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต

ปัทมา เร่งพิมาย

เสนอต่อมหาวิทยาลัยมหาสารคาม เพื่อเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร
ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์
สิงหาคม 2559
ลิขสิทธิ์เป็นของมหาวิทยาลัยมหาสารคาม





คณะกรรมการสอบวิทยานิพนธ์ ได้พิจารณาวิทยานิพนธ์ของนางสาวปัทมา เร่งพิมพ์แล้ว
เห็นสมควรรับเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต
สาขาวิชาฟิสิกส์ ของมหาวิทยาลัยมหาสารคาม

คณะกรรมการสอบวิทยานิพนธ์

(รศ.ดร.อรรณ ฤทธิเดช)

ประธานกรรมการ

(อาจารย์บัณฑิตศึกษาประจำคณะ)

(ผศ.ดร.ภุชกร ปาสาน)

กรรมการ

(อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์หลัก)

(อาจารย์ ดร.ประธาน ศรีวิล)

กรรมการ

(อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์ร่วม)

(ผศ.ดร.อุฤทธิ์ เจริญอินทร์)

กรรมการ

(อาจารย์บัณฑิตศึกษาประจำคณะ)

(อาจารย์ ดร.ดริศ สามารถ)

กรรมการ

(ผู้ทรงคุณวุฒิ)

มหาวิทยาลัยอุบลราชธานีให้รับวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร
ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์ ของมหาวิทยาลัยมหาสารคาม

(ศ.ดร.วิเชียร มากดุน)

คณบดีคณะวิทยาศาสตร์

(ศ.ดร.ประดิษฐ์ เทอดทูล)

คณบดีบัณฑิตวิทยาลัย

วันที่ 31 เดือน ๘ พ.ศ. 2559



กิตติกรรมประกาศ

วิทยานิพนธ์นี้ได้รับการสนับสนุนจากเงินทุนอุดหนุนการวิจัยงบประมาณเงินรายได้ ประจำปีงบประมาณ 2557 มหาวิทยาลัยมหาสารคาม

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้สำเร็จสมบูรณ์ได้ด้วยความรู้และความช่วยเหลืออย่างสูงยิ่งจากผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.กฤษกร ปาสาโน ประธานกรรมการควบคุมวิทยานิพนธ์ อาจารย์ ดร.ประธาน ศรีวิไล กรรมการควบคุมวิทยานิพนธ์ รองศาสตราจารย์ ดร.อรรพรรณ ฤทธิเดช ประธานกรรมการสอบ และผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.อุฤทธิ์ เจริญอินทร์ กรรมการสอบ ที่ให้คำปรึกษาและตรวจสอบข้อผิดพลาดพร้อมกับคำ ขอบพระคุณ อาจารย์ ดร.ไตรศ สามารถ ผู้ทรงคุณวุฒิภายนอกมหาวิทยาลัยเทคโนโลยีอีสาน นครราชสีมา ที่เสียสละเวลาอันทรงคุณค่า เพื่อให้เกียรติมาเป็นกรรมการพร้อมให้คำแนะนำและตรวจสอบวิทยานิพนธ์ฉบับนี้

ขอขอบพระคุณบิดา มารดา ผู้ให้กำเนิด พร้อมกับพี่น้อง รวมถึงญาติพี่น้อง ที่ให้การอบรมเลี้ยงดูและสนับสนุนในทุกๆ ด้าน อาทิเช่น ด้านทุนการศึกษาและเป็นกำลังใจเสมอมา

ขอขอบคุณคณาจารย์เจ้าหน้าที่ประจำภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยมหาสารคามทุกท่าน ที่คอยอบรม ให้คำปรึกษา คำชี้แนะและความช่วยเหลือพร้อมทั้งอำนวยความสะดวกต่อวิทยานิพนธ์ฉบับนี้

ขอขอบคุณ พี่ๆ น้องๆ ในห้องวิจัยฟิสิกส์ทฤษฎีสารควบแน่น ที่ให้คำปรึกษาเกี่ยวกับวิทยานิพนธ์ฉบับนี้

ปัทมา เร่งพิมาย



ชื่อเรื่อง	การศึกษาเชิงทฤษฎีสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านอิเล็กตรอนในระบบสองรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต		
ผู้วิจัย	นางสาวปัทมา เร่งพิมาย		
ปริญญา	วิทยาศาสตรมหาบัณฑิต	สาขาวิชา	ฟิสิกส์
กรรมการควบคุม	ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.กฤษกร ปาสาโน อาจารย์ ดร.ประธาน ศรีวิไล		
มหาวิทยาลัย	มหาวิทยาลัยมหาสารคาม	ปีที่พิมพ์	2559

บทคัดย่อ

งานวิจัยนี้ได้การศึกษาเชิงทฤษฎีสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต ในกรณี 1 มิติ ภายใต้การประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระกล่าวคือ ระบบที่อิเล็กตรอนมีอิสระในการเคลื่อนที่ด้วยพลังงานจลน์โดยปราศจากพลังงานศักย์ นอกจากนี้ ณ ที่รอยต่อมีการกำหนดให้ค่าแรงศักย์เป็นแบบฟังก์ชันเดลต้า ซึ่งจะปรากฏค่าความแรงเฉพาะ ณ ที่รอยต่อเท่านั้น จากการศึกษาพบว่าค่าแรงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_0 และ Z_{02} ทำหน้าที่เป็นค่าแรงศักย์เมื่อมีค่าเพิ่มมากขึ้นส่งผลให้ค่าความนำไฟฟ้าลดลง ซึ่งไปเป็นตามทฤษฎีพื้นฐานทางควอนตัม ส่วนผลของค่าแรงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนฟลิปกลับ Z_{F1} และ Z_{F2} พบว่า พลังงานดังกล่าวมีคุณสมบัติทางฟิสิกส์ คือสามารถเปลี่ยนแปลงทิศทางสปีนให้เป็นทิศทางตรงข้ามและยังคงทำหน้าที่เป็นค่าแรงศักย์ด้วยเช่นกันซึ่งเหมือนกับค่าแรงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ เมื่อพิจารณาผลของความหนาของชั้นโลหะ(ชั้นกลาง) พบว่า เมื่อเพิ่มความหนาของวัสดุโลหะให้มีค่าเพิ่มขึ้นสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะเกิดการแกว่งกวัด ซึ่งปรากฏการณ์นี้เกิดขึ้นในรอยต่อที่มีมากกว่า 1 รอยต่อ เมื่อพิจารณาผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเมื่อมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองมีขนาดประมาณเท่ากัน

คำสำคัญ: สเปกตรัมความนำ ; รอยต่อเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต; การส่งผ่านของอิเล็กตรอน



TITLE Theoretical study of tunneling conductance spectra of ferromagnet/metal/ferromagnet double junction system

AUTHOR Pattama Rangpimai

DEGREE Master of Science **MAJOR** Physics

ADVISORS Assist. Prof. Kritsakron Pasanai, Ph.D.
Prathan Srivilai, Ph.D.

UNIVERSITY Mahasarakham University **YEAR** 2016

ABSTRACT

The purpose of this research is to theoretically study the tunneling conductance spectra of a ferromagnet/metal/ferromagnet double junction system in one dimension for a ferromagnet/metal/ferromagnet double junction using free electron approximation, which is a system that has free electrons moving, so that the kinetic energy is affected but not the potential energy. Furthermore, the delta function potential wall was set and the potential strength only occurs at the junction. The study revealed that non-spin-flip scattering, Z_{01} and Z_{02} , which caused normal scattering, plays the role of a potential wall when their values increased and caused a decrease in the conductance. The physical property of the potential energy caused spin-flip scattering, Z_{F1} and Z_{F2} , which changes the incident electron spin direction to become the opposite spin and also behaves as a potential wall as in the normal scattering. The effect of the metal layer thickness (middle layer) was determined. It was found that conductance spectra oscillation appeared when the metal thickness was increased. The spectra of the conductance was maximum when the effective masses of the electrons in both metals were the same.

Key Words: Conductance spectrum; ferromagnet/metal/ferromagnet double junctions; tunneling electron



สารบัญ

	หน้า
กิตติกรรมประกาศ	ก
บทคัดย่อภาษาไทย	ข
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ	ค
สารบัญ	ง
บัญชีตาราง	ฉ
บัญชีภาพประกอบ	ช
บทที่ 1 บทนำ	1
1.1 ที่มาและความสำคัญ	1
1.2 วัตถุประสงค์ของการวิจัย	6
1.3 ขอบเขตของการวิจัย	7
1.4 สถานที่ทำการวิจัย	7
1.5 ประโยชน์ที่ได้รับ	7
บทที่ 2 ทฤษฎีและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง	8
2.1 บทนำ	8
2.2 ความหนาแน่นสถานะของโลหะ	8
2.3 แบบจำลองและขั้นตอนการศึกษาทางกลศาสตร์ควอนตัม	10
2.3.1 แฮมิลโทเนียนของระบบ	11
2.3.2 ฟังก์ชันคลื่น	14
2.3.3 เงื่อนไขขอบเขต	18
2.3.4 ความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน	20
2.4 ความหนาแน่นของกระแสและค่าความนำไฟฟ้า	21
2.4.1 ค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ	21
2.4.2 ค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 2 มิติ	23
2.4.3 ค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 3 มิติ	24
2.5 ผลและการวิเคราะห์	25
2.5.1 ผลของมิติต่อผลค่าความนำไฟฟ้า	25
2.5.2 ผลของพลังงานศักย์ต่อค่าความนำไฟฟ้า	26
2.5.3 ผลของมวลยังผลต่อค่าความนำไฟฟ้า	28
2.5.4 ผลของพลังงานขีดเริ่มต่อค่าความนำไฟฟ้า	30
บทที่ 3 วิธีดำเนินการวิจัย	32
3.1 บทนำ	32
3.2 แบบจำลองทางกลศาสตร์ควอนตัม	33
3.2.1 แฮมิลโทเนียนของระบบ	34



สารบัญ (ต่อ)

	หน้า
3.2.2 ฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณ	36
3.2.3 เงื่อนไขขอบเขต	37
3.3 ความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน	40
บทที่ 4 ผลการศึกษา	43
4.1 ผลของความหนาของวัสดุโลหะ(ชั้นกลาง) (L) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง	43
4.1.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	44
4.1.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	45
4.2 ผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ (m) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง	48
4.2.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	48
4.2.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	50
4.2.3 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	51
4.2.4 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	52
4.3 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง	53
4.3.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	53
4.3.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	55
4.3.3 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	56
4.3.4 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	57
4.4 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง	58
4.4.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	58
4.4.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	60
4.4.3 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	64
4.4.4 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	66
4.5 สเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)	68



สารบัญ (ต่อ)

	หน้า
4.6 สเปกตรัมความนำไฟฟ้า ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน	69
4.6.1 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)	69
4.6.2 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)	70
4.6.3 ผลของความสัมพันธ์ของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)	71
4.7 สเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน	73
4.7.1 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง	73
4.7.2 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง	78
4.7.3 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)	85
4.7.4 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)	87
4.7.5 ผลของความสัมพันธ์ของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)	89
บทที่ 5 สรุปผลและข้อเสนอแนะ	91
5.1 สรุปผล	91
5.2 ข้อเสนอแนะ	92
เอกสารอ้างอิง	93
ภาคผนวก	97
ประวัติผู้วิจัย	113



บัญชีภาพประกอบ

		หน้า
ภาพประกอบ 1.1	โครงสร้างของรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โครเมียม/เฟอร์โรแมกเนต ที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน ซึ่งทำให้เกิดการค้นพบความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ สำหรับโครงสร้างภายในภาพประกอบนี้ค้นพบโดย ศาสตราจารย์ปีเตอร์ กรุนเบิร์กและคณะ	2
ภาพประกอบ 1.2	โครงสร้างของรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โครเมียม แบบ 60 รอยต่อ ซึ่งมีการค้นพบค่า GMR ขนาดใหญ่ โดยศาสตราจารย์อัลเบิร์ต เฟอร์ตและคณะ	2
ภาพประกอบ 1.3	(a) – (b) เส้นโค้งแบบฮิสเทอรีซิสของโครงสร้างแบบ เฟอร์โรแมกเนต/โครเมียม/เฟอร์โรแมกเนต (c) – (d) ค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ในรอยต่อระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โครเมียม/เฟอร์โรแมกเนต แบบสองรอยต่อ	3
ภาพประกอบ 1.4	ค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ที่พบในรอยต่อระหว่าง เฟอร์โรแมกเนต/โครเมียม แบบ 60 รอยต่อ	3
ภาพประกอบ 1.5	(a.) โครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน (b.) แบบขนานกัน (c.) ความหนาแน่นสถานะในทิศทางแบบสวนขนาน และ (d.) แบบขนานกัน เมื่อถูกกระตุ้นด้วยทิศทางแมกเนไทเซชัน	4
ภาพประกอบ 2.1	แสดงทิศทางการเคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ของอิเล็กตรอน ประกอบด้วยคลื่นตกกระทบ คลื่นสะท้อน และคลื่นส่งผ่าน เมื่ออนุภาคมีพลังงานมากกว่าความสูงของกำแพงศักย์ $E > V_0$ (รูปด้านซ้ายมือ) และต่ำกว่าความสูงของกำแพงศักย์ $E < V_0$ (รูปด้านขวามือ)	7
ภาพประกอบ 2.2	แสดงความหนาแน่นสถานะของอิเล็กตรอนในโลหะในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ	9
ภาพประกอบ 2.3	แสดงรูปร่างของรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะ	11
ภาพประกอบ 2.4	แสดงเส้นสเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองซึ่งเป็นโลหะต่างชนิดกัน การประมาณที่ใช้ในการพิจารณานี้คือการประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระ	12
ภาพประกอบ 2.5	แสดงความสัมพันธ์ของโมเมนตัมในแนวต่างๆ ณ ที่ระดับพลังงานเดียวกัน (Energy contour) ในกรณี (a) 2 มิติ และ (b) 3 มิติ ของโลหะฝั่งซ้ายมือ	15
ภาพประกอบ 2.6	แสดงความสัมพันธ์ของโมเมนตัมในแนวต่างๆ ณ ที่ระดับพลังงานเดียวกัน ในกรณี (a) 2 มิติและ (b) 3 มิติของโลหะฝั่งขวามือ	16
ภาพประกอบ 2.7	ค่าความนำไฟฟ้าในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะ ในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ โดยกำหนดให้ $Z = 0.0$ $\eta = 1.0$ และ $E_0 = 0.0$	25



บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

		หน้า
ภาพประกอบ 2.8	ค่าความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงาน รูป (a) ในกรณี 1 มิติ (b) 2 มิติ และ (c) 3 มิติ โดยกำหนดให้มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองเท่ากัน ($\eta = 1$)	26
ภาพประกอบ 2.9	ค่าความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงาน รูป (a) ในกรณี 1 มิติ (b) 2 มิติ และ (c) 3 มิติ โดยกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ ณ รอยต่อ ($Z = 0$)	28
ภาพประกอบ 2.10	มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะ โดยแสดงถึงมวลยังผลของอิเล็กตรอนในกรณีอิเล็กตรอนมวลน้อยกับมวลมาก	29
ภาพประกอบ 2.11	ค่าความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงาน รูป (a) ในกรณี 1 มิติ (b) 2 มิติ และ (c) 3 มิติ โดยกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ ณ รอยต่อ ($Z = 0$) และมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองเท่ากัน ($\eta = 1$)	30
ภาพประกอบ 3.1	กระบวนการคำนวณการส่งผ่านของพาหะภายในรอยต่อระหว่างวัสดุ	32
ภาพประกอบ 3.2	แสดงรูปร่างของแบบจำลองรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต	33
ภาพประกอบ 3.3	แสดงเส้นสเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต การประมาณที่ใช้ในการพิจารณานี้คือ การประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระ (Free electron approximation)	34
ภาพประกอบ 4.1	แสดงความหนาของวัสดุโลหะตั้งแต่ตำแหน่ง ($x = 0$) ถึง ($x = L$) ในรอยต่อของวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต ในระบบ 1 มิติ	43
ภาพประกอบ 4.2	แสดงผลของความหนาของวัสดุโลหะ (L) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	44
ภาพประกอบ 4.3	แสดงผลของความหนาของวัสดุโลหะ (L) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	45
ภาพประกอบ 4.4	แบบจำลองสถานการณ์ที่อนุภาคถูกกักอยู่ในบ่อศักย์ใน 1 มิติ และมีความสูงอนันต์ ความกว้างของบ่อศักย์ (L)	46
ภาพประกอบ 4.5	แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_1) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	49



บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

		หน้า
ภาพประกอบ 4.6	แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_1) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	50
ภาพประกอบ 4.7	แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_2) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	51
ภาพประกอบ 4.8	แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_2) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	52
ภาพประกอบ 4.9	แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	54
ภาพประกอบ 4.10	แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	55
ภาพประกอบ 4.11	แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	56
ภาพประกอบ 4.12	แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	57
ภาพประกอบ 4.13	แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=10$	59
ภาพประกอบ 4.14	แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=1.0$	60



บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

	หน้า
ภาพประกอบ 4.15 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$	62
ภาพประกอบ 4.16 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 1$	63
ภาพประกอบ 4.17 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 10$	64
ภาพประกอบ 4.18 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 1$	65
ภาพประกอบ 4.19 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$	66
ภาพประกอบ 4.20 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 1$	67
ภาพประกอบ 4.21 (a.) โครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนนาน (b.) แบบขนานกัน (c.) ความหนาแน่นสถานะในทิศทางแบบสวอนนาน และ (d.) แบบขนานกัน เมื่อถูกกระตุ้นด้วยทิศทางแมกเนไทเซชัน	68
ภาพประกอบ 4.22 แสดงผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน	69



บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

	หน้า
ภาพประกอบ 4.23 แสดงผลของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน	70
ภาพประกอบ 4.24 แสดงผลของความสัมพันธ์ของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) และแบบสปีนพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน	71
ภาพประกอบ 4.25 แสดงผลของความสัมพันธ์กำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) และแบบสปีนพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน (a) $Z_0 = 0.5$ และ (b) $Z_F = 0.5$	72
ภาพประกอบ 4.26 แสดงโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนาน	73
ภาพประกอบ 4.27 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	74
ภาพประกอบ 4.28 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	76
ภาพประกอบ 4.29 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น	77
ภาพประกอบ 4.30 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง	78
ภาพประกอบ 4.31 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 10$	79
ภาพประกอบ 4.32 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 1.0$	80



บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

	หน้า
ภาพประกอบ 4.33 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$	81
ภาพประกอบ 4.34 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$	82
ภาพประกอบ 4.35 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 10$	83
ภาพประกอบ 4.36 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 1.0$	84
ภาพประกอบ 4.37 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$	85
ภาพประกอบ 4.38 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 1.0$	86
ภาพประกอบ 4.39 แสดงผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนนาน	87



บัญชีภาพประกอบ(ต่อ)

	หน้า
ภาพประกอบ 4.40 แสดงผลของกำพ่วงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนขนาน	88
ภาพประกอบ 4.41 แสดงผลของความสัมพันธ์กำพ่วงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนขนาน	89
ภาพประกอบ 4.42 แสดงผลของความสัมพันธ์กำพ่วงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) และแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนขนาน (a) $Z_0 = 0.5$ และ (b) $Z_F = 0.5$	90



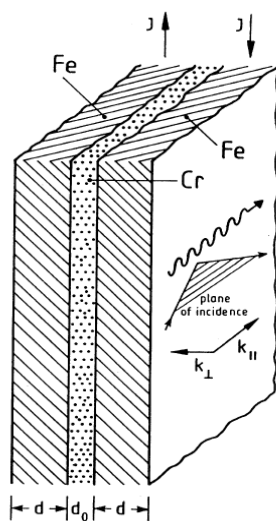
บทที่ 1

บทนำ

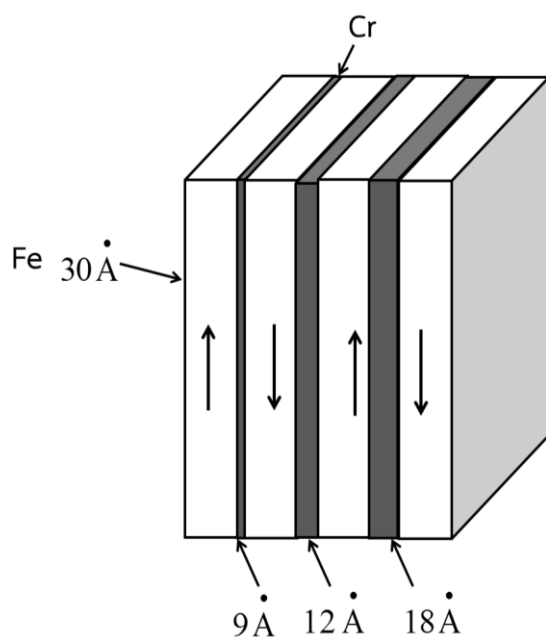
1.1 ที่มาและความสำคัญ

ในช่วงเวลาที่ผ่านมาได้มีสาขาใหม่เกิดขึ้น เรียกว่า สปินทรอนิกส์ ซึ่งเป็นการศึกษาเกี่ยวกับสมบัติทางด้านการขนส่งสปินของอิเล็กตรอน และเกี่ยวข้องกับการควบคุมการไหลของกระแสสปินข้ามรอยต่อระหว่างวัสดุที่มีสมบัติทางด้านแม่เหล็ก ทั้งนี้เนื่องจากในยุคก่อนอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์และอุปกรณ์ไฟฟ้าส่วนใหญ่โดยเฉพาะอย่างยิ่งคอมพิวเตอร์และอุปกรณ์จำพวกการเก็บข้อมูล ในการสร้างสถานะทางควอนตัมเพื่อระบุและเก็บข้อมูลจะใช้การมีประจุ (สถานะ 1) และไม่มีประจุ (สถานะ 0) เป็นหลัก ซึ่งจะเห็นได้ว่าคอมพิวเตอร์และอุปกรณ์การเก็บข้อมูลจะมีขนาดใหญ่แต่เก็บข้อมูลได้น้อยมากเมื่อเทียบกับปัจจุบัน อย่างไรก็ตามการค้นพบการควบคุมการไหลของกระแสสปินได้นำไปสู่การพัฒนาการเพิ่มประสิทธิภาพของอุปกรณ์ดังกล่าว กล่าวคือการสร้างสถานะดังกล่าวจะใช้การมีอิเล็กตรอนสปินขึ้นแทนสถานะ 1 และอิเล็กตรอนสปินลงแทนสถานะ 0 โดยใช้โครงสร้างรอยต่อระหว่างวัสดุที่มีสมบัติทางแม่เหล็กในการควบคุม ซึ่งมีข้อดีคือ มีการประมวลผลเร็วขึ้นและเก็บข้อมูลได้มากขึ้น อุปกรณ์มีขนาดเล็กลง เช่น การ์ดความจำ ฮาร์ดไดรฟ์ เป็นต้น นอกจากนี้ยังสามารถนำไปประยุกต์ใช้กับอุปกรณ์หัวอ่านและบันทึกข้อมูลของเครื่องคอมพิวเตอร์ได้ ต่อมาได้มีการศึกษาและขยายความรู้เกี่ยวกับการควบคุมการไหลของกระแสสปินของอิเล็กตรอนข้ามรอยต่อโดยการศึกษาทฤษฎีการส่งผ่าน เพื่ออธิบายพฤติกรรมของอนุภาคในการส่งผ่านระหว่างรอยต่อของวัสดุ ซึ่งมีทั้งระบบหนึ่งรอยต่อและมากกว่าหนึ่งรอยต่อ โดยได้มีการศึกษาอย่างกว้างขวางและขยายตัวอย่างรวดเร็วตั้งแต่มีการค้นพบค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ ในปี ค.ศ.2007 โดย Grunberg, et al. [1] และ Fert, et al. [2] ซึ่งปรากฏการณ์ดังกล่าวเกิดจากการนำวัสดุเฟอร์โรแมกเนตต่อกับโลหะและเฟอร์โรแมกเนตในสนามแม่เหล็กความเข้มสูง ดังแสดงในภาพประกอบ 1.1 – 1.2



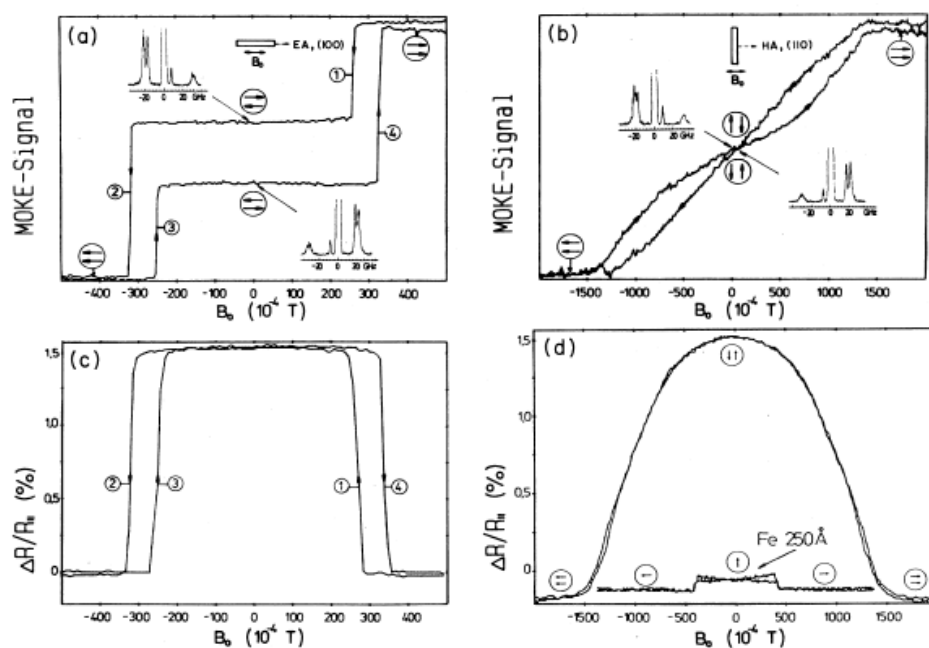


ภาพประกอบ 1.1 โครงสร้างของรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์ไรต์/โครเมียม/เฟอร์ไรต์/โครเมียม ที่มีทิศทางของแม่เหล็กแบบสลับกัน ซึ่งทำให้เกิดการค้นพบความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ สำหรับโครงสร้างภายในภาพประกอบนี้ค้นพบโดยศาสตราจารย์ปีเตอร์ กรูเนอเบิร์กและคณะ

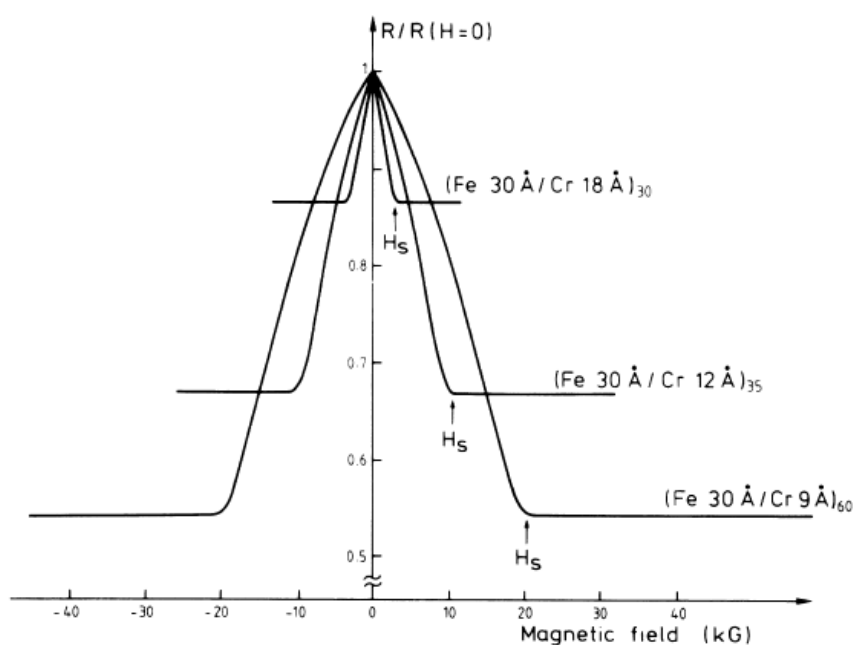


ภาพประกอบ 1.2 โครงสร้างของรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์ไรต์/โครเมียม แบบ 60 รอยต่อ ซึ่งมีการค้นพบค่า GMR ขนาดใหญ่ โดยศาสตราจารย์อัลเบิร์ต เฟิร์ตและคณะ





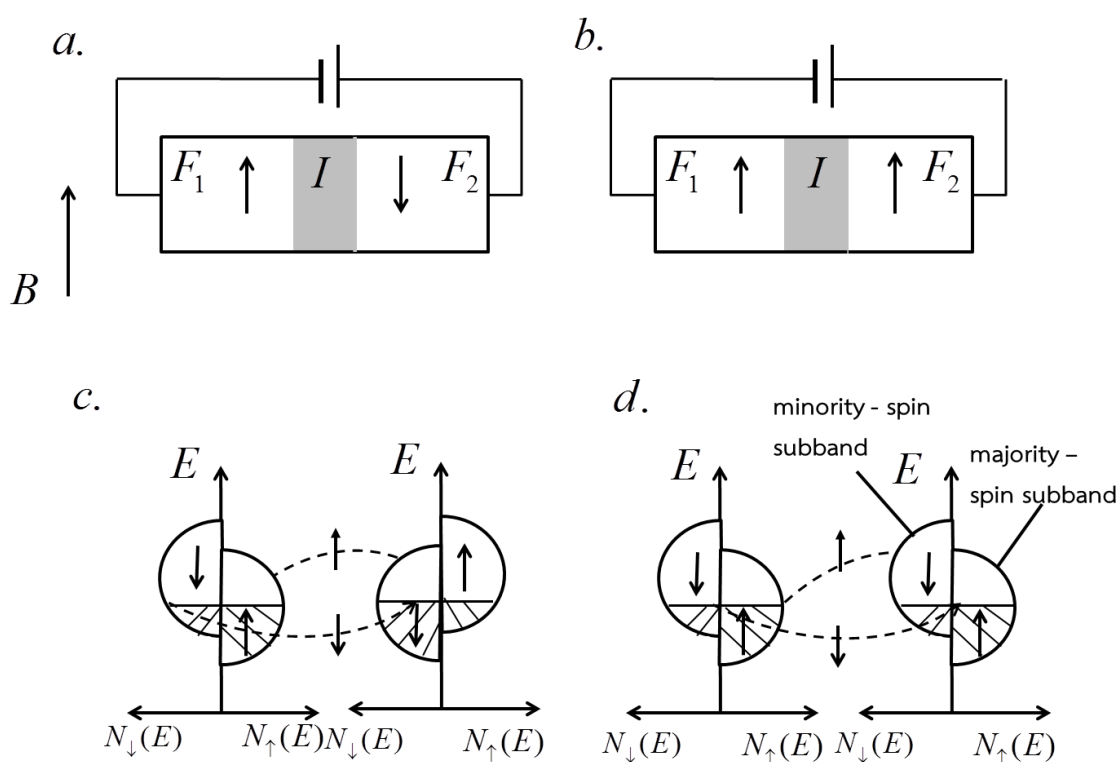
ภาพประกอบ 1.3 (a) – (b) เส้นโค้งแบบฮิสเทอรีซิสของโครงสร้างแบบ เพอร์โรแมกเนต/โครเมียม/เพอร์โรแมกเนต (c) – (d) ค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ในรอยต่อระหว่างเพอร์โรแมกเนต/โครเมียม/เพอร์โรแมกเนต แบบสองรอยต่อ



ภาพประกอบ 1.4 ค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ที่พบในรอยต่อระหว่าง เพอร์โรแมกเนต/โครเมียม แบบ 60 รอยต่อ



จากภาพประกอบ 1.1 - 1.4 พบว่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่เกิดจากการนำวัสดุโลหะและวัสดุเฟอร์โรแมกเนตมาต่อประกบกันให้มีลักษณะเป็นชั้นโดยกำหนดให้ทิศทางของแมกเนไทเซชันเป็นแบบสวนขนาน โดยมีวัสดุโลหะที่ไม่มีคุณสมบัติแม่เหล็กอยู่ตรงกลาง จะมีผลทำให้เกิดค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กมีค่ามากที่สุด จากนั้นใส่สนามแม่เหล็กจากภายนอก เพื่อเปลี่ยนทิศทางแมกเนไทเซชันของวัสดุเฟอร์โรแมกเนต เพื่อให้ทิศทางของแมกเนไทเซชันชี้แบบขนานกัน จะมีผลทำให้เกิดค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กมีค่าน้อยลง ดังแสดงในภาพประกอบ 1.3(b) และ 1.3(d) จากภาพประกอบ 1.3 - 1.4 จะพบว่าค่า GMR ขึ้นอยู่กับจำนวนชั้นของวัสดุในรอยต่อ ด้วยเหตุนี้ การค้นพบค่า GMR ในรอยต่อแบบ 60 รอยต่อจึงมีค่ามากกว่าดังแสดงในภาพประกอบ 1.5



ภาพประกอบ 1.5 (a.) โครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน (b.) แบบขนานกัน (c.) ความหนาแน่นสถานะในทิศทางแบบสวนขนาน และ (d.) แบบขนานกัน เมื่อถูกกระตุ้นด้วยทิศทางแมกเนไทเซชัน

สำหรับการอธิบายการเกิดค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ ซึ่งสามารถพิจารณาได้จากภาพประกอบที่ 1.5(a) จากการศึกษารอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โครเมียม/เฟอร์โรแมกเนตที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน เมื่อมีอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อที่มีทิศทางแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน อิเล็กตรอนจะเคลื่อนที่ผ่านไปได้อย่างยากหรือไม่สามารถเคลื่อนที่ผ่านไปได้อย่างไรก็ตามเมื่อใส่สนามแม่เหล็กจากภายนอก ($\vec{B}$) ที่มีทิศทางชี้ขึ้นดังภาพ จะส่งผลทำให้แมกเนไทเซชันภายในโครงสร้าง F_2 ชี้ขึ้นและทำให้เกิดการเรียงตัวไปในทิศทางเดียวกันตามทิศทางของสนามแม่เหล็กภายนอกดังภาพประกอบที่ 1.5(b.) ซึ่งในกรณีนี้เมื่ออิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นเข้ามาใน



รอยต่อพบว่า อิเล็กตรอนจะสามารถเคลื่อนที่ผ่านสารแม่เหล็กทุกชั้นไปได้อย่างสะดวก ทั้งนี้การเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อข้างต้นนั้นยากหรือง่ายขึ้นกับความต้านทานเนื่องจากความเป็นแม่เหล็กของวัสดุ เรียกว่า ความต้านทานเชิงแม่เหล็ก การอธิบายในเชิงควอนตัมฟิสิกส์สามารถพิจารณาได้จากความหนาแน่นของสถานะของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตดังแสดงในภาพประกอบที่ 1.5(c.) สำหรับโครงสร้างในทิศทางแบบสวอนชานและ 1.5(d.) แบบขนาน จากรูปที่ 1.5(c.) พบว่าความหนาแน่นของสถานะของแถบพลังงานสปีนขึ้นใน F_2 มีจำนวนน้อย จึงทำให้อิเล็กตรอนที่มีสปีนขึ้นเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อไปยังเฟอร์โรแมกเนต F_2 เคลื่อนที่ผ่านไปได้ยากหรือไม่สามารถเคลื่อนที่ผ่านไปได้ ดังนั้นเมื่อมีสนามแม่เหล็กจากภายนอกส่งผลให้ความหนาแน่นของสถานะของสปีนขึ้นเปลี่ยนไปและมีจำนวนมาก ส่งผลให้อิเล็กตรอนที่มีสปีนขึ้นเคลื่อนที่ผ่านไปได้สะดวก

การศึกษาคุณสมบัติการขนส่งอิเล็กตรอนสปีนข้ามรอยต่อได้มีการขยายตัวอย่างรวดเร็ว ตั้งแต่มีการค้นพบความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ โดยเริ่มศึกษาระบบหนึ่งรอยต่อและสองรอยต่อ และวัสดุที่ใช้ในการศึกษายังมีหลากหลายชนิด เช่น รอยต่อของวัสดุจำพวกโลหะกับเฟอร์โรแมกเนต [3-4] โดยมีการศึกษาค่าความนำไฟฟ้าโดยใช้แบบจำลองการประมาณค่าพลังงานแบบ 1 แถบพลังงาน และ 2 แถบพลังงาน เพื่อเปรียบเทียบค่าความนำไฟฟ้าที่เกิดจากทั้ง 2 แบบ พบว่าการใช้แบบจำลองแบบ 2 แถบพลังงาน เมื่อพิจารณาผลของพลังงานศักย์ที่รอยต่อ ค่าความนำไฟฟ้าลดลงเมื่อค่าพลังงานศักย์ที่รอยต่อมากขึ้น ซึ่งเป็นผลที่ได้โดยปกติในการศึกษาเรื่องการทะลุผ่านระหว่างรอยต่อ นอกจากนี้ค่าพลังงานศักย์ที่รอยต่อยังส่งผลถึงการคู่ควบระหว่างพลังงานในรอยต่อ กล่าวคือ ลักษณะการคู่ควบที่ปรากฏในเส้นสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะลดลง (เลือนหาย) เมื่อรอยต่อมีพลังงานศักย์ที่รอยต่อสูง ในทางกลับกัน ลักษณะการคู่ควบจะปรากฏชัดเจนเมื่อรอยต่อมีค่าพลังงานศักย์ที่รอยต่อต่ำ จากการศึกษางานวิจัยในปัจจุบันของรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนตกับเฟอร์โรแมกเนต [5-7] พบว่าวิธีที่สามารถเพิ่มค่าความนำไฟฟ้าของรอยต่อคือการใส่แผ่นฉนวนบางระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต โดยแผ่นฉนวนที่ใส่เข้าไปนี้จะไปทำหน้าที่เป็นกำแพงศักย์ที่ทำให้อิเล็กตรอนมีการกระเจิงโดยทำให้สปีนพลิกแสดงให้เห็นว่าพารามิเตอร์ฉนวนสามารถเลือกค่าของความนำไฟฟ้าให้มีค่าลดลงและเพิ่มขึ้นตามแรงดันไฟฟ้า ด้วยเหตุนี้จึงเห็นว่าคุณสมบัติของรอยต่อมีความสำคัญมากในการปรับปรุงประสิทธิภาพการขนส่งประจุและสปีน สำหรับการศึกษาในระบบสองรอยต่อได้แก่ เฟอร์โรแมกเนต/เฟอร์โรแมกเนต/เฟอร์โรแมกเนต [8-9] นอกจากนี้วัสดุที่ถูกศึกษาค่อนข้างมากทั้งในระบบหนึ่งรอยต่อและสองรอยต่อคือ เฟอร์โรแมกเนต/ตัวนำยิ่งยวด [10-13] และระบบสองรอยต่อ [14-24] โดยมีการศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างคุณสมบัติทางแม่เหล็กเฟอร์โรแมกเนตและคุณสมบัติความนำยิ่งยวดของวัสดุตัวนำยิ่งยวด จากที่กล่าวมาข้างต้นพอจะสรุปได้ว่าค่าความนำไฟฟ้าจากรอยต่อระหว่างแม่เหล็กและวัสดุที่ไม่ใช่แม่เหล็ก การกระเจิงที่ส่งผลให้สปีนพลิกจะทำให้เกิดสถานะสปีน ส่งผลต่อการเพิ่มกระแสสปีนและการสะสมสปีนบริเวณรอยต่อ ในขณะที่เดียวกันการกระเจิงธรรมดาที่ไม่ส่งผลให้สปีนพลิก จะยับยั้งค่าความนำไฟฟ้าบริเวณรอยต่อ

งานวิจัยนี้ในส่วนแรกเป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะแบบหนึ่งรอยต่อ โดยศึกษาผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ดังนี้ ผลของมิติ พลังงานศักย์ ณ รอยต่อ มวลยังผลอิเล็กตรอน และพลังงานขีดเริ่ม เพื่อนำใช้เป็นพื้นฐานในการศึกษาเชิงทฤษฎีค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ ซึ่งมีจุดประสงค์เพื่อศึกษา



ความสัมพันธ์ระหว่างค่าแรงแค้วที่ให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) และค่าแรงแค้วที่ให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ (Z_F) ผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η) ลักษณะทิศทางของแมกเนไทเซชันของวัสดุเฟอร์โรแมกเนต และความหนาของวัสดุโลหะ (ชั้นกลาง) (L) ที่ส่งผลต่อค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อในกรณี 1 มิติ โดยงานวิจัยนี้ได้ศึกษาในกรณี 1 มิติเท่านั้น เพราะเนื่องจากโครงสร้างของรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ มีความซับซ้อนมากกว่ารอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะแบบหนึ่งรอยต่อ นอกจากนี้สิ่งที่น่าสนใจในงานวิจัยนี้คือค่าแรงแค้วที่รอยต่อ (Z) โดยในงานวิจัยนี้ศึกษามีทั้งหมดสองรอยต่อและแต่ละรอยต่อมีค่าแรงแค้วทั้งหมด 2 ชนิดคือค่าแรงแค้วที่ให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและค่าแรงแค้วที่ให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับคือ Z_0 และ Z_F ตามลำดับ ดังนั้นจึงกำหนดให้ค่าแรงแค้วที่รอยต่อทั้งสองไม่เท่ากัน กล่าวคือ $Z_1 = \begin{pmatrix} Z_{01} & Z_{F1} \\ Z_{F1} & Z_{01} \end{pmatrix}$ และ $Z_2 = \begin{pmatrix} Z_{02} & Z_{F2} \\ Z_{F2} & Z_{02} \end{pmatrix}$ ตามลำดับ เพื่อศึกษาค่าความนำไฟฟ้าที่เกิดจากผลของรอยต่อทั้งสอง

1.2 วัตถุประสงค์

1.2.1 ในส่วนแรกของงานวิจัยได้เริ่มต้นศึกษาความนำไฟฟ้าที่เกิดจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อของวัสดุระหว่างโลหะ/โลหะ ซึ่งรอยตอดังกล่าวถือว่าเป็นวัสดุพื้นฐานที่มีโครงสร้างไม่ซับซ้อน โดยศึกษาผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ดังนี้ ผลของค่าแรงแค้ว ณ รอยต่อ มวลยังผลของอิเล็กตรอน และพลังงานขีดเริ่ม ที่มีผลต่อค่าความนำไฟฟ้าของรอยตอดังกล่าว ในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ ซึ่งการศึกษานี้เน้นศึกษาผลของมิติโดยเฉพาะ จากการศึกษาข้างต้นเพื่อเป็นการศึกษาและทำความเข้าใจเกี่ยวกับการแก้ไขปัญหของระบบหนึ่งรอยต่อและสามารถอธิบายผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ที่ส่งต่อค่าความนำไฟฟ้า ซึ่งจากการศึกษาทั้งหมดนี้เพื่อนำผลการศึกษาดังกล่าวไปประยุกต์ใช้เพื่อเป็นพื้นฐานในการศึกษาวัสดุที่มีความซับซ้อนและจำนวนรอยต่อเพิ่มมากขึ้น

1.2.2 ในส่วนสุดท้ายได้ศึกษาความนำไฟฟ้าที่เกิดจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ ในกรณี 1 มิติ โดยเลือกศึกษาแค่ในกรณี 1 มิติ เพราะเนื่องจากโครงสร้างของรอยตอดังกล่าวมีความซับซ้อนมากกว่ารอยต่อของวัสดุระหว่างโลหะ/โลหะ ดังนั้นการศึกษารอยต่อนี้จึงเริ่มศึกษาจากผลของความหนาของวัสดุโลหะ(ชั้นกลาง) มวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ ค่าแรงแค้วที่ให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและค่าแรงแค้วที่ให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับต่อความนำจะเป็นของการส่งผ่าน (T_r, T_l) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน (R_r, R_l) โดยพิจารณาเป็น 2 หัวข้อคือ การตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปีนขึ้นและสปีนลง และนำความนำจะเป็นของการส่งผ่านดังกล่าวมาคำนวณหาความนำไฟฟ้าโดยพิจารณาจากลักษณะทิศทางของแมกเนไทเซชันของวัสดุเฟอร์โรแมกเนตแบบขนานกันและสวนขนาน โดยจากการศึกษารอยตอดังกล่าวเพื่อศึกษาและทำความเข้าใจเกี่ยวกับระบบสองรอยต่อและสามารถอธิบายผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ที่ส่งผลต่อความนำไฟฟ้าได้ทั้งนี้จากผลศึกษาทั้งหมดสามารถนำไปศึกษาและอธิบายปรากฏการณ์การเกิดความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ที่เกิดขึ้นในรอยตอดังกล่าวได้



บทที่ 2

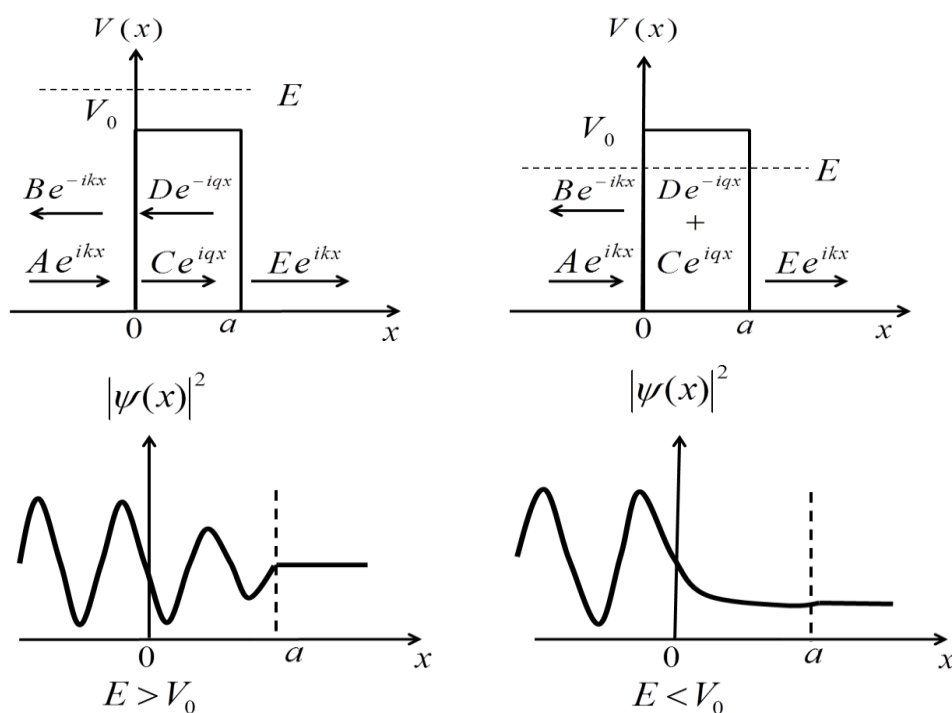
ทฤษฎีและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

ในบทนี้จะกล่าวถึงทฤษฎีและงานวิจัยที่เกี่ยวข้องกับการศึกษาความนำของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะ/โลหะเพื่อเป็นพื้นฐานในการศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าที่เกิดจากการส่งผ่านในระบบรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ โดยหัวข้อ 2.1 และ 2.2 ได้กล่าวถึงทฤษฎีการส่งผ่านทางกลศาสตร์ควอนตัมและความหนาแน่นสถานะของโลหะเพื่อเป็นพื้นฐานในการศึกษาการส่งผ่านรอยต่อระหว่างโลหะ/โลหะ โดยหัวข้อ 2.3 ได้แสดงถึงขั้นตอนและลำดับวิธีการศึกษารอยต่อของโลหะ/โลหะ ส่วนหัวข้อ 2.4 แสดงการหาความนำไฟฟ้าในแต่ละมิติและในส่วนสุดท้ายหัวข้อ 2.5 แสดงถึงผลของการการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะ/โลหะโดยพารามิเตอร์ต่างๆ ดังนี้ ผลของมิติ กำแพงศักย์ มวลยังผลของอิเล็กตรอนและพลังงานขีดเริ่ม

2.1 บทนำ (Introduction)

ในการศึกษาทฤษฎีการส่งผ่านทางกลศาสตร์ควอนตัมเป็นการศึกษาพฤติกรรมของอนุภาคขนาดเล็กซึ่งต่างจากในระบบกลศาสตร์ดั้งเดิมที่ไม่สามารถอธิบายปรากฏการณ์บางอย่างทางฟิสิกส์ของอนุภาคดังกล่าวได้ โดยการศึกษาคุณสมบัติในการเป็นคลื่นของอิเล็กตรอน ที่สามารถเคลื่อนที่ผ่านสิ่งกีดขวางได้ ปรากฏการณ์นี้เกิดขึ้นเมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ไปพบสิ่งกีดขวางหรือกำแพงศักย์ที่อาจจะมีมีความหนาขนาดต่างๆ หลังจากนั้นคลื่นดังกล่าวสามารถส่งผ่านออกไปยังอีกฝั่งหนึ่งของสิ่งกีดขวางได้ ในการศึกษาทางทฤษฎีการส่งผ่านของอนุภาคนี้นี้ได้ถูกศึกษาโดยทฤษฎีของ Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) และเรียกว่าปรากฏการณ์นี้ว่าการส่งผ่าน (Tunneling effect) การศึกษาดังกล่าวแสดงให้เห็นว่าระบบอนุภาคขนาดเล็กระดับนาโนเมตร สามารถส่งผ่านสิ่งกีดขวางได้ถึงแม้พลังงานของอนุภาคจะต่ำกว่าสิ่งกีดขวางก็ตาม [25] ดังแสดงในภาพประกอบ 2.1





ภาพประกอบที่ 2.1 แสดงทิศทางการเคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ของอิเล็กตรอน ประกอบด้วยคลื่นตกกระทบ คลื่นสะท้อน และคลื่นส่งผ่าน เมื่ออนุภาคมีพลังงานมากกว่าความสูงของกำแพงศักย์ $E > V_0$ (รูปด้านซ้ายมือ) และต่ำกว่าความสูงของกำแพงศักย์ $E < V_0$ (รูปด้านขวามือ)

สำหรับในบทนี้มีเนื้อหาประกอบด้วยความรู้ทั่วไปเกี่ยวกับความนำไฟฟ้าของวัสดุจำพวกโลหะ การศึกษาเชิงทฤษฎีของรอยต่อระหว่างโลหะกับโลหะ ซึ่งถือว่าเป็นวัสดุพื้นฐานที่มีโครงสร้างไม่ซับซ้อน โดยพิจารณาผลของการกระเจิงแบบปกติและความเป็นमितต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านในรอยต่องกล่าว จากการประยุกต์ทฤษฎีการส่งผ่านของพาหะ นอกจากนี้จากการศึกษาปรากฏการณ์การส่งผ่านของพาหะภายในรอยต่อระหว่างวัสดุที่เชื่อมต่อกันของวัสดุสองชนิดที่แตกต่างกัน ซึ่งในธรรมชาตินั้นไม่สามารถนำวัสดุสองชนิดต่อให้เป็นสารเนื้อเดียวกันได้จึงทำให้เกิดพลังงานศักย์ขึ้นที่รอยต่อเรียกว่า กำแพงศักย์ (Potential) ส่งผลให้เกิดการขัดขวางการเคลื่อนที่ของพาหะนำไฟฟ้าข้ามรอยต่อ ดังนั้น การนำแบบจำลองการส่งผ่านของพาหะมาประยุกต์ใช้กับรอยต่อระหว่างวัสดุก็เพื่อที่จะศึกษาความสามารถของการส่งผ่านของพาหะเมื่อมีกำแพงศักย์ขนาดต่างๆ ณ บริเวณรอยต่อ ในกระบวนการใช้แบบจำลองการส่งผ่านของพาหะสิ่งที่จำเป็นต้องศึกษาเป็นส่วนแรก คือการพิจารณาโครงสร้างแถบพลังงาน (Band structure) ของระบบเพื่อใช้ในการเขียนแฮมิลโทเนียน (Hamiltonian) ของระบบ จากแฮมิลโทเนียนของระบบจะสามารถเขียนฟังก์ชันคลื่น (Wave function) ในแต่ละบริเวณได้ นอกจากนี้เมื่อพิจารณาฟังก์ชันคลื่นพบว่าประกอบด้วยสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการสะท้อนกลับ (Transmission and reflection coefficients) ซึ่งต้องใช้เงื่อนไขขอบเขต (Boundary conditions) สำหรับการแก้สมการเพื่อหาค่าสัมประสิทธิ์ดังกล่าวเพื่อนำไปคำนวณความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับ (Transmission and reflection probabilities) ของพาหะได้



หลังจากนี้จะได้นำผลการส่งผ่านไปคำนวณหาค่าความนำไฟฟ้าซึ่งเป็นปริมาณที่สามารถวัดได้จากการทดลอง สำหรับการคำนวณจะเริ่มจากการอธิบายความหนาแน่นสถานะซึ่งเป็นปริมาณทางฟิสิกส์อย่างหนึ่งที่ค่อนข้างสำคัญ ดังนี้

2.2 ความหนาแน่นสถานะของโลหะ (Density of states of Metal)

ความหนาแน่นสถานะ คือ จำนวนของสถานะที่อนุญาตให้อิเล็กตรอนหรือโฮลเข้าอยู่ได้ ในแต่ละช่วงพลังงาน โดยคำนวณหาได้ดังต่อไปนี้

จำนวนสถานะทางควอนตัมต่อหน่วยพลังงาน ซึ่งเป็นไปตามสมการ

$$\rho(E) = \frac{dN}{dE} \quad (2.1)$$

เมื่อ dN คือ จำนวนสถานะของอนุภาคจาก E ถึง dE และ dE คือ พลังงานในช่วงหนึ่ง ซึ่งสามารถคำนวณความหนาแน่นของสถานะได้ โดยใช้สมการต่อไปนี้

$$\rho(E) = \frac{spin}{(2\pi)^D} \int dk \delta(E - E_k) \quad (2.2)$$

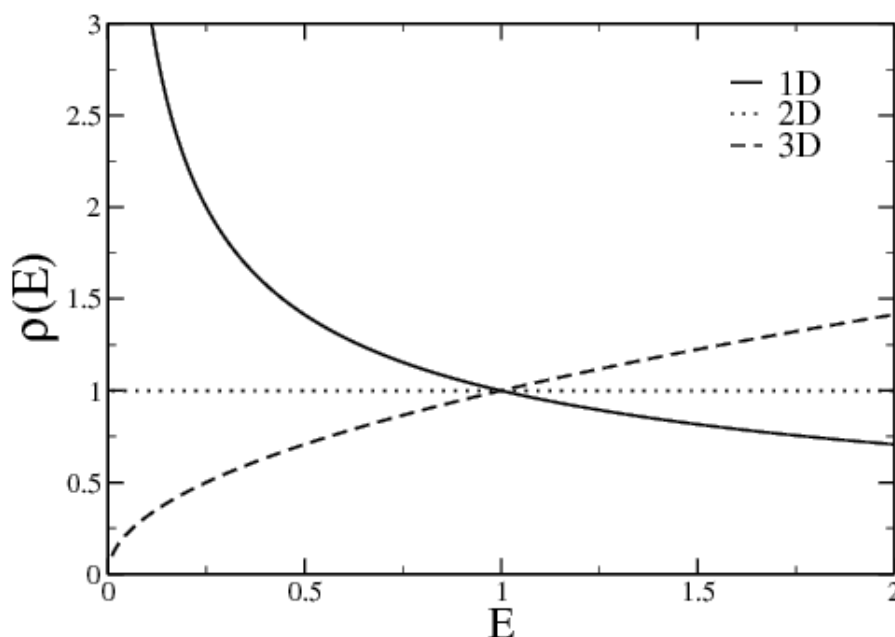
เมื่อ D คือ มิติของระบบ โดย D มีค่าเท่ากับ 1 สำหรับกรณี 1 มิติ 2 สำหรับกรณี 2 มิติ และ 3 สำหรับกรณี 3 มิติ และ $\delta(E - E_k)$ คือ ฟังก์ชันดิแรก โดย k มีค่าเท่ากับ 1 เมื่อกรณีที่สปินชี้ขึ้นและชี้ลงอยู่แยกตำแหน่งกันเช่นวัสดุจำพวกเฟอร์โรแมกเนต และ k มีค่าเท่ากับ 2 เมื่อสปินชี้ขึ้นและลงอยู่ในตำแหน่งเดียวกันเช่นโลหะ จากการแก้สมการชโรดิงเงอร์ (Schrodinger's equation) ของอิเล็กตรอนอิสระ จะได้ค่าพลังงานของอนุภาค

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F \quad (2.3)$$

โดยการหาอนุพันธ์เทียบกับโมเมนตัม จากสมการต่อไปนี้ $\frac{dE}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{m}$ ในกรณี 1 มิติ $dk = \frac{m}{\hbar^2 k} dE$ ส่วนในกรณี 2 มิติจะได้เท่ากับ $dk = k dk d\phi$ และกรณี 3 มิติ $dk = k^2 \sin \theta d\theta dk d\phi$ แทน dk ในสมการที่ (2.2) จะได้ความหนาแน่นสถานะของโลหะในกรณี 1 มิติ $\rho_{1D}(E) = C \frac{1}{\sqrt{E}}$ ส่วนในกรณี 2 มิติจะมีค่าเท่ากับ $\rho_{2D}(E) = C$ และ 3 มิติมีค่าเท่ากับ $\rho_{3D}(E) = C\sqrt{E}$ ตามลำดับ ซึ่ง C มีค่าดังนี้ ในกรณี 1 มิติเท่ากับ $C_{1D} = \frac{1}{\hbar\pi} \sqrt{\frac{m}{2E}}$ กรณี 2 มิติเท่ากับ $C_{2D} = \frac{m}{\pi\hbar^2}$ และกรณี 3 มิติเท่ากับ $C_{3D} = \frac{m\sqrt{2m}}{\pi\hbar^3}$

เมื่อนำความหนาแน่นสถานะของโลหะในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติไปเขียนกราฟกับฟังก์ชันของพลังงานเพื่อการเปลี่ยนแปลง ดังแสดงในภาพประกอบ 2.2





ภาพประกอบ 2.2 แสดงความหนาแน่นสถานะของอิเล็กตรอนในโลหะในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ

จากกราฟแสดงความหนาแน่นสถานะของอิเล็กตรอนในโลหะในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ พบว่าจำนวนสถานะต่อหน่วยพลังงานขึ้นอยู่กับความเป็นมิติของระบบอย่างชัดเจน ด้วยเหตุนี้ในการศึกษาการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อระหว่างวัสดุในงานวิจัยนี้ จึงสนใจผลของมิติต่อการขนส่งของพาหะในระบบรอยต่อด้วย

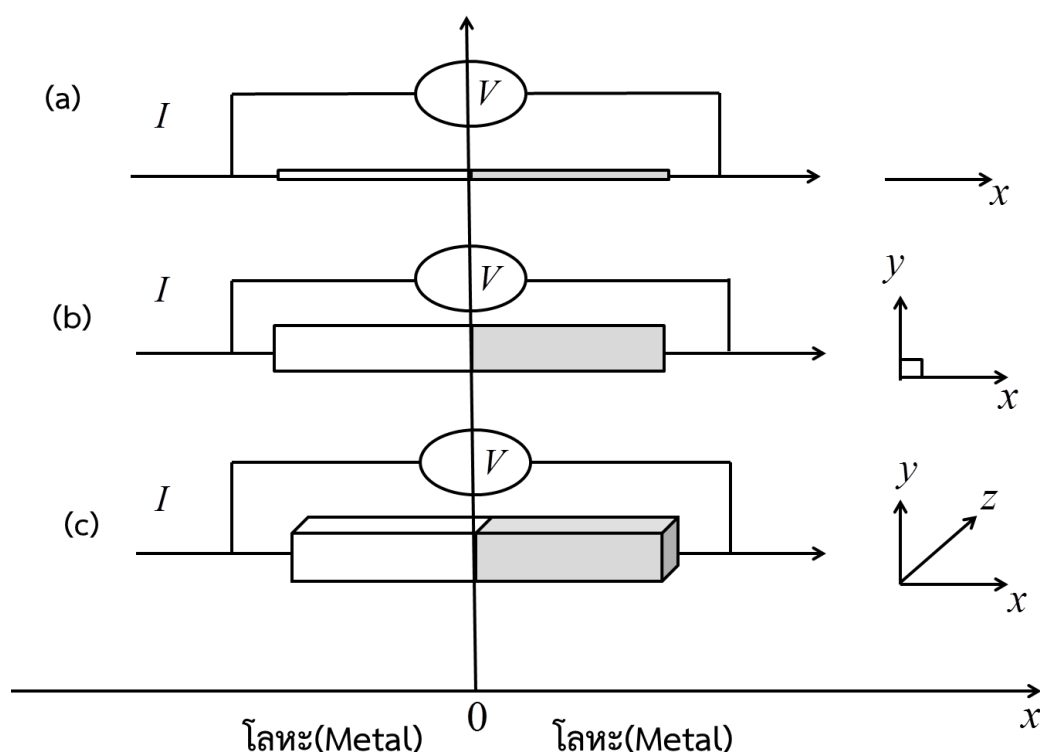
2.3 แบบจำลองและขั้นตอนการศึกษาทางกลศาสตร์ควอนตัม (Model and Formulation of Quantum Mechanics)

ในหัวข้อนี้ได้ทำการศึกษาเชิงทฤษฎีการส่งผ่านของพาหะในรอยต่อระหว่างโลหะกับโลหะ (Metal/Metal : M/M) โดยการใช้วิธีกระเจิงแบบเมตริก (Scattering matrix approach) กล่าวคือ เป็นวิธีพิจารณาการกระเจิงของอิเล็กตรอนที่ระดับพลังงานและโมเมนตัมเดียวกันในรอยต่อของวัสดุ ด้วยเหตุนี้พลังงานและโมเมนตัมจึงอนุรักษ์ โดยมีวัตถุประสงค์หลักเพื่อศึกษาและคำนวณค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในรอยต่อซึ่งเป็นปริมาณทางกายภาพที่สามารถวัดได้ โดยค่าดังกล่าวสามารถพิจารณาได้จากการหาอนุพันธ์ความหนาแน่นของกระแส (Current density : j) เทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้า (Voltage : V) ซึ่งจะได้กล่าวรายละเอียดการคำนวณในหัวข้อต่อไป

ในการศึกษาและคำนวณค่าความนำไฟฟ้าดังกล่าวตามแบบจำลองรอยต่อของวัสดุโลหะกับโลหะภายใต้แบบจำลองการประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระ (Free electron approximation model) กล่าวคือ ระบบที่อิเล็กตรอนมีอิสระในการเคลื่อนที่ด้วยพลังงานจลน์โดยปราศจากพลังงานศักย์ ในการศึกษาครั้งนี้พิจารณาทั้งหมด 3 กรณี ได้แก่ ระบบรอยต่อในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ ซึ่งแสดงใน



ภาพประกอบ 2.3(a) (b) และ (c) ตามลำดับ ทั้งนี้ความน่าสนใจของระบบนี้คือ ที่บริเวณรอยต่อของวัสดุมีกัมพาศักย์ ซึ่งความแรงของกัมพาศักย์ดังกล่าวจะนิยามโดยใช้ฟังก์ชันเดลตาของดิแรก (Delta function : $\delta(x)$) มีนิยามดังนี้ $\delta(x)=0$ ทุกที่ ยกเว้นที่ $x=0$ จะมีค่านันต์ นั่นคือ กำหนดให้มีพลังงานศักย์เฉพาะที่รอยต่อเท่านั้นและไม่คิดผลของระยะปลอดพาหะ (Depletion region) ในการศึกษาเป็นการศึกษาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อและผลของพารามิเตอร์ในรอยต่อต่อค่าสเปกตรัมข้างต้น เช่น ผลของมิติของระบบ มวลยังผลของอิเล็กตรอน และพลังงานศักย์ ณ รอยต่อ นอกจากนี้ความสำคัญของรอยต่อของวัสดุนี้ คือ มีสมบัติทางด้านฟิสิกส์ที่ไม่ซับซ้อนและถือว่าเป็นรอยต่อพื้นฐานในการศึกษาวัสดุที่มีความซับซ้อนมากขึ้น เช่น วัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต ซึ่งเป็นงานวิจัยหลักและจะกล่าวรายละเอียดในบทต่อไป

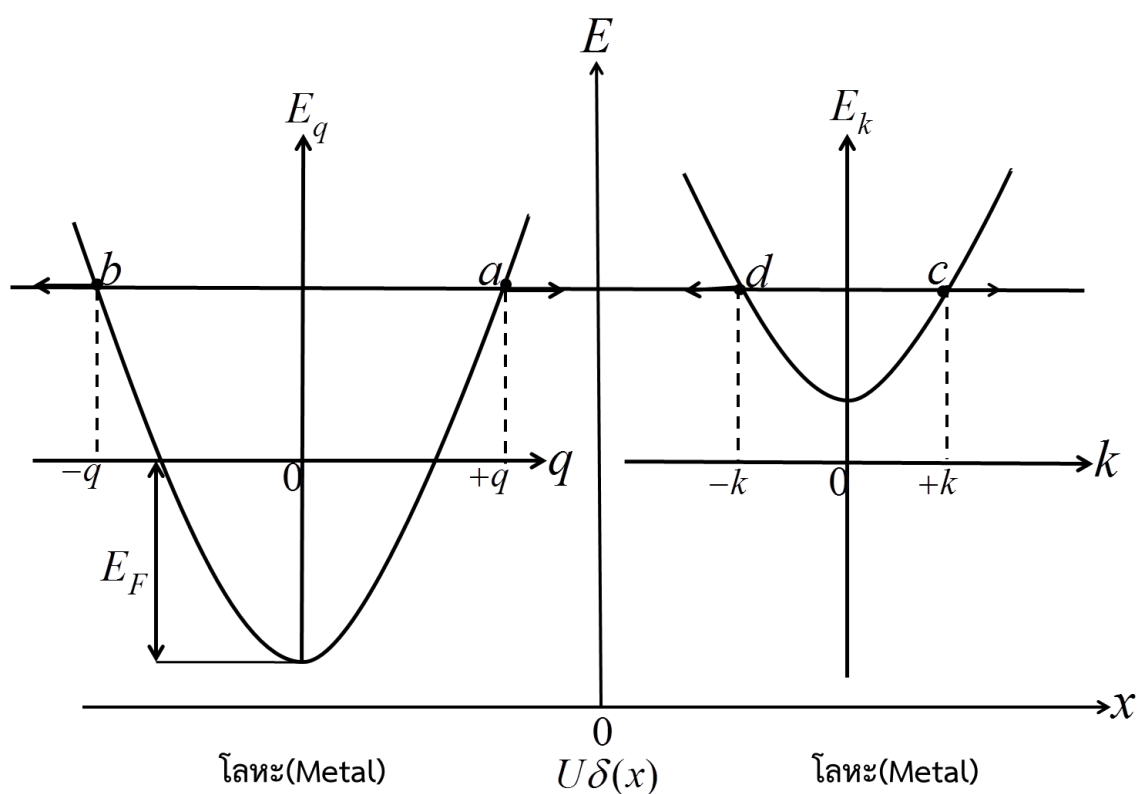


ภาพประกอบ 2.3 แสดงรูปร่างของรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะโดยวัสดุทั้งสองยาวกึ่งอนันต์ (Semi-infinite) รอยต่อของวัสดุตั้งอยู่ที่ $x=0$ รูป (a) สำหรับในกรณี 1 มิติ (One-dimensional system : 1D) (b) 2 มิติ (Two-dimensional system : 2D) และ (c) 3 มิติ (Three-dimensional system: 3D) โดยที่ V คือ ความต่างศักย์ตกคร่อมรอยต่อ จากภาพการคำนวณหากระแส (I) จะพิจารณาการไหลของกระแสเฉพาะในแนวแกน x เท่านั้น

จากภาพประกอบ 2.3 โลหะแต่ละด้านจะมีค่าความยาวเป็นกึ่งอนันต์ โดยโลหะชนิดที่ 1 ครอบคลุมพื้นที่บริเวณ ($x < 0$) และโลหะอีกชนิดครอบคลุมพื้นที่บริเวณ ($x > 0$) ที่บริเวณ ($x = 0$) จะเป็นรอยต่อของวัสดุ โดยปกติภายในระหว่างรอยต่อจะเกิดกัมพาศักย์ขึ้น ณ บริเวณรอยต่อและสามารถคำนวณได้โดยใช้สมการลาปลาซ แต่ในการศึกษานี้กัมพาศักย์ดังกล่าวถูกแทนด้วย เดลต้า



ฟังก์ชัน กล่าวคือ กำแพงศักย์จะมีค่าเฉพาะที่รอยต่อ $x=0$ เท่านั้น ซึ่งการจำลองในลักษณะนี้ในทางทฤษฎีถือเป็นรอยต่อที่ค่อนข้างสมบูรณ์ (Perfect interface) นั่นคือไม่มีการพิจารณาบริเวณปลอดพาหะ ณ รอยต่อ การพิจารณารอยต่อในลักษณะนี้ในด้านการทดลอง หมายถึง การต่อกันของชั้นฟิล์มบางที่ใช้เทคโนโลยีชั้นสูงซึ่งจะทำให้รอยต่อมีคุณภาพดี อย่างไรก็ตามการต่อกันของวัสดุ 2 ชนิดจะไม่สามารถต่อกันเพื่อให้เป็นวัสดุเดียวกันได้ ซึ่งจะทำให้กำแพงศักย์ที่รอยต่อยังคงปรากฏอยู่นั่นเอง ที่สำคัญกำแพงศักย์ดังกล่าวยังส่งผลต่อสภาพนำไฟฟ้าของรอยต่อ ดังจะได้นำเสนอในหัวข้อของผลและการวิเคราะห์ผล



ภาพประกอบ 2.4 แสดงเส้นสเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองซึ่งเป็นโลหะต่างชนิดกัน การประมาณที่ใช้ในการพิจารณานี้คือการประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระ

จากภาพประกอบ 2.4 เมื่อ E_F คือ พลังงานเฟอร์มิที่ถูกกำหนดให้มีอยู่ในโลหะทางฝั่งซ้ายมือเท่านั้น โดยวัดจากจุดต่ำสุดของแถบพลังงานถึงตำแหน่งสถานะสุดท้ายที่อิเล็กตรอนถูกบรรจุที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน (K) E_0 คือ ค่าพลังงานขีดเริ่ม (Off-set energy) กำหนดให้มีในโลหะฝั่งขวามือเท่านั้น จุด a และ b แสดงถึง สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของคลื่นตกกระทบและคลื่นสะท้อนในโลหะฝั่งซ้ายมือ ส่วน c และ d แสดงถึง สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของคลื่นส่งผ่านและคลื่นสะท้อนในโลหะฝั่งขวามือ ในการศึกษา เนื่องจากพิจารณาเฉพาะอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่จากซ้ายไปขวา ดังนั้น



$d=0$ ส่วน q และ k คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือตามลำดับ และ E_q และ E_k คือ พลังงานของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือ ตามลำดับ

2.3.1 แฮมิลโทเนียนของระบบ (Hamiltonian of system)

ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงการคำนวณหาค่าพลังงานรวมและฟังก์ชันคลื่นที่ใช้ในการคำนวณปริมาณต่างๆ ทางฟิสิกส์ จากการศึกษาทางด้านกลศาสตร์ควอนตัม พบว่าการหาพลังงานรวมสามารถพิจารณาได้จากตัวดำเนินการแฮมิลโทเนียนของรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะ ดังนี้

$$\hat{H} = \hat{p} \frac{1}{m(x)} \hat{p} + V(x) \quad (2.4)$$

เมื่อ $\hat{p}$ คือ ตัวดำเนินการโมเมนตัม (Momentum operator) ซึ่งสามารถเขียนได้เป็น $\hat{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$ โดย $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{k}$ และ $m(x)$ คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในระบบ ที่ขึ้นอยู่กับตำแหน่ง x ในรอยต่อ ดังนี้

$$m(x) = m_L \Theta(-x) + m_R \Theta(x) \quad (2.5)$$

$\Theta(\pm x)$ คือ ฟังก์ชันขั้นบันได (Heaviside step function) m_L และ m_R คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือ ตามลำดับ

$V(x)$ ในสมการ (2.5) คือ พลังงานศักย์ต่างๆในรอยต่อ ซึ่งประกอบด้วย พลังงานศักย์ที่รอยต่อ $U\delta(x)$ พลังงานเฟอร์มี (E_F) และพลังงานชิตเริ่ม (E_0) โดยสามารถเขียนเป็นสมการได้ดังนี้

$$V = U\delta(x) + E_0\Theta(x) - E_F\Theta(-x) \quad (2.6)$$

เมื่อ E_0 คือ พลังงานชิตเริ่ม (Off-set energy) เป็นพารามิเตอร์ที่กำหนดให้มีเฉพาะในโลหะฝั่งขวามือ โดยจะทำให้หน้าที่ยกจุดต่ำสุดของแถบพลังงานให้อยู่เหนือขึ้นไป ซึ่ง E_0 จะมีผลกับสถานะที่อิเล็กตรอนสามารถอยู่ได้ แต่ไม่มีผลต่อการเปลี่ยนแปลงรูปร่างและค่าความนำไฟฟ้าในรอยต่อ ในทางกลับกันการกำหนดค่า E_0 จะมีประโยชน์ในการศึกษาลักษณะความนำไฟฟ้าของอิเล็กตรอนในแถบพลังงานทั้งหมดในวัสดุหรือกล่าวอีกนัยหนึ่ง คือ ลักษณะแถบพลังงานของอิเล็กตรอน จะมีลักษณะคล้ายวัตถุแข็งเกร็ง (Rigid body) ที่ถูกยกขึ้นหรือลดต่ำลงโดยพลังงาน E_0 ดังจะได้แสดงผลของ E_0 ต่อค่าความนำไฟฟ้าในหัวของผลและการวิเคราะห์ผล ในกรณีที่ E_0 เป็นลบ หมายถึงการลดแถบพลังงานซึ่งจะมีลักษณะคล้ายกับโลหะฝั่งซ้ายมือนั่นคือ E_0 ในกรณีนี้จะมีลักษณะเหมือนกับ E_F นั้นเอง นอกจากนี้การคำนวณการกำหนดค่า E_0 ยังทำให้ปริมาณทางฟิสิกส์ที่น่าสนใจ เช่น ความนำไฟฟ้า มีเส้นกราฟในทางฝั่งขวามือนั้นซึ่งง่ายต่อการพิจารณารูปร่างของความนำไฟฟ้า

จากการแก้สมการค่าเจาะจง จะได้การกระจายตัวของพลังงานของอิเล็กตรอนในโลหะทางซ้ายมือที่วางในตำแหน่ง ($x < 0$) เท่ากับ

$$E_q = \frac{\hbar^2 q^2}{2m_L} - E_F \quad (2.7)$$



เมื่อ q คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของอิเล็กตรอนซึ่งกำหนดโดย

$$q = \sqrt{\frac{2m_L}{\hbar^2}(E_q + E_F)} \quad (2.8)$$

ในโลหะทางขวามือที่วางในตำแหน่ง ($x > 0$) การกระจายตัวของพลังงานของอิเล็กตรอน

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_R} + E_0 \quad (2.9)$$

เมื่อ k คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของอิเล็กตรอนซึ่งถูกกำหนดโดย

$$k = \sqrt{\frac{2m_R}{\hbar^2}(E_k - E_0)} \quad (2.10)$$

จากสมการที่ (2.10) ณ $E_k = E_0$ จะทำให้ $k = 0$ นั่นคือ สถานะเริ่มต้นที่อิเล็กตรอนสามารถอยู่ได้ในแถบพลังงาน สำหรับ $E_k < E_0$ จะทำให้ โมเมนตัม k เป็นค่าจินตภาพ ซึ่งจะทำให้ไม่มีสถานะสำหรับให้อิเล็กตรอนอาศัยอยู่ ซึ่งเป็นการพิจารณาสมบัติเบื้องต้นของพารามิเตอร์ E_0 ในวัสดุ อย่างไรก็ตามในวัสดุบางชนิด เช่น สารกึ่งตัวนำ E_0 อาจหมายถึง ช่องว่างพลังงาน (Energy gap) ที่เป็นพารามิเตอร์ที่ใช้แยกแถบนำไฟฟ้าจากแถบวาเลนส์ เป็นต้น

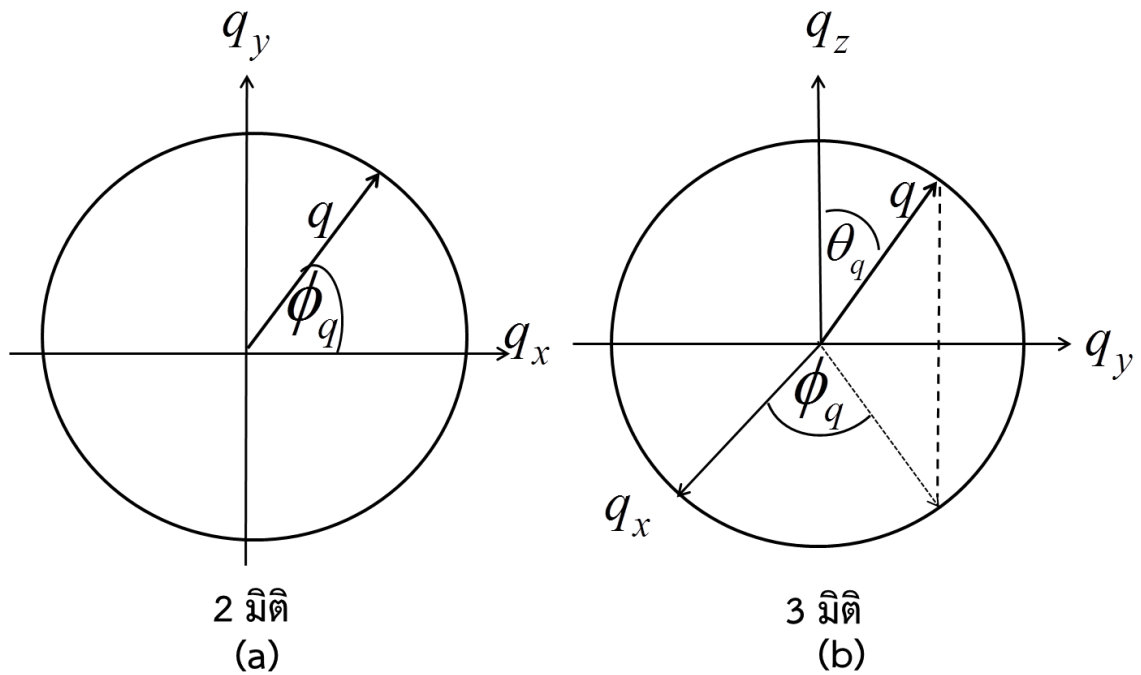
2.3.2 ฟังก์ชันคลื่น (Wave functions)

จากการแก้ปัญหาค่าเจาะจงโดยใช้แฮมิลโทเนียนของระบบดังสมการที่ (2.4) พบว่าจะได้ฟังก์ชันคลื่นของวัสดุโลหะ/โลหะตามสมการที่ (2.7) – (2.10) ตามลำดับ จากสมการดังกล่าวทำให้สามารถเขียนฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณได้ดังนี้ เมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ตกกระทบบนรอยต่อฝั่งซ้ายมือ ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนบริเวณที่ 1 ($x < 0$) ประกอบด้วย ฟังก์ชันคลื่นที่ตกกระทบกับฟังก์ชันคลื่นที่สะท้อนกลับ ดังสมการที่ (2.11)

$$\psi_L(x) = [e^{iqx} + be^{-iqx}] e^{i\vec{q}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (2.11)$$

โดย $\psi_L(x)$ คือ ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือ b คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน $\vec{q}_{\parallel}$ คือ เวกเตอร์คลื่นในแนวขนานกับรอยต่อ และ $\vec{r}_{\parallel}$ คือ เวกเตอร์บอกตำแหน่งที่มีทิศตามแนวรอยต่อโดยมีขนาดขึ้นอยู่กับมิติของระบบ





ภาพประกอบ 2.5 แสดงความสัมพันธ์ของโมเมนตัมในแนวต่างๆ ณ ที่ระดับพลังงานเดียวกัน (Energy contour) ในกรณี (a) 2 มิติ และ (b) 3 มิติ ของโลหะฝังขั้วมือ

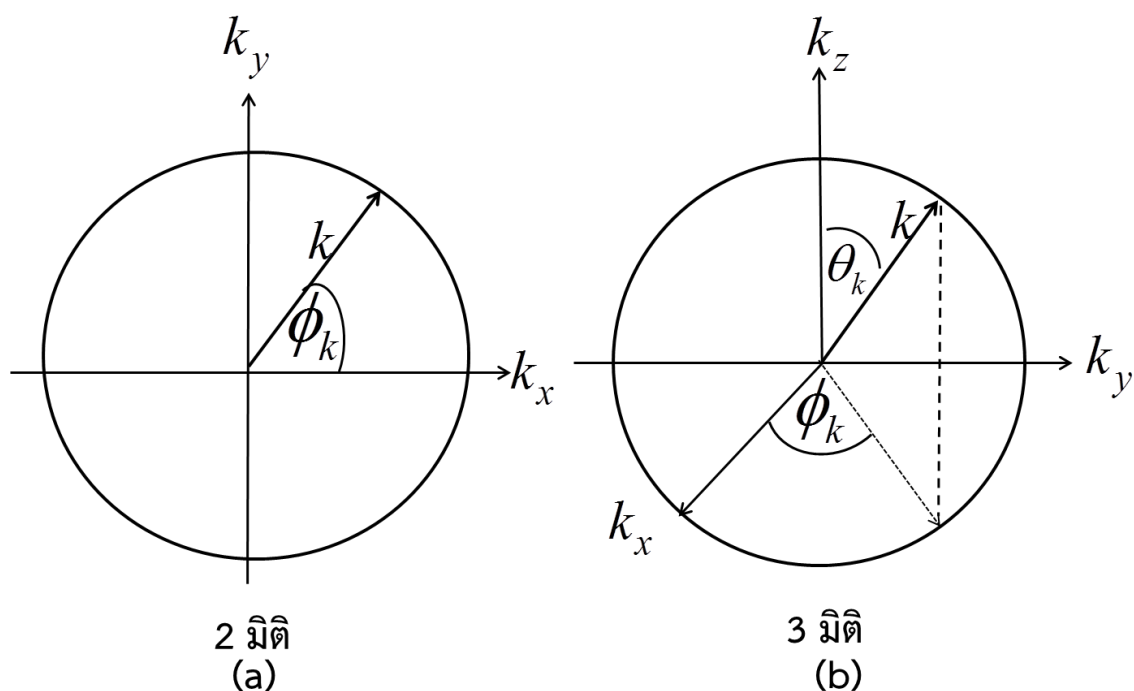
เนื่องจากการศึกษาค่าความนำไฟฟ้าในงานวิจัยนี้พิจารณาเฉพาะการไหลของกระแสในแนวแกน x เท่านั้น ด้วยเหตุนี้โมเมนตัมในแนวแกน x ในกรณี 1 มิติมีขนาดเท่ากับ $q_x = q$ ส่วนในแนวขนานกับรอยต่อมีขนาดเท่ากับ $\vec{q}_{\parallel} = 0$ สำหรับในกรณี 2 มิติสามารถพิจารณาได้จากภาพประกอบ 2.5 โดยโมเมนตัมในแนวแกน x มีขนาดเท่ากับ $q_x = q \cos \phi_q$ โมเมนตัมในแนวขนานมีขนาดเท่ากับ $\vec{q}_{\parallel} = q_y = q \sin \phi_q \hat{y}$ โดยที่ ϕ_q คือ มุมระหว่างเวกเตอร์ q และแกน $+x$ และในกรณี 3 มิติ โมเมนตัมในแนวแกน x มีขนาดเท่ากับ $q_x = q \cos \phi_q \sin \theta_q$ และโมเมนตัมในแนวขนานมีขนาดเท่ากับ $\vec{q}_{\parallel} = \hat{z} q \cos \theta_q + \hat{y} q \sin \theta_q \sin \phi_q$ ซึ่ง θ_q คือ มุมระหว่างเวกเตอร์ q ที่กระทำกับแนวแกน $+z$ และ ϕ_q คือมุมระหว่างเวกเตอร์ q ที่ฉายลงไปบนระนาบ xy ตามแนวแกน $+x$

สำหรับและฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนบริเวณที่ 2 ($x > 0$) ประกอบด้วย ฟังก์ชันคลื่นที่ส่งผ่านดังสมการที่ (2.12)

$$\psi_R(x) = (ce^{ikx} + de^{-ikx})e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (2.12)$$

โดยที่ $\psi_R(x)$ คือฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งขวามือ c คือสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน อย่างไรก็ตาม ในการคำนวณนี้พิจารณาเฉพาะคลื่นที่เคลื่อนที่ไปด้านขวา ดังนั้น $d = 0$





ภาพประกอบ 2.6 แสดงความสัมพันธ์ของโมเมนตัมในแนวต่างๆ ณ ที่ระดับพลังงานเดียวกัน ในกรณี (a) 2 มิติและ (b) 3 มิติของโลหะฟิ่งขวามือ

สำหรับโลหะฟิ่งขวามือ โมเมนตัมในแนวต่างๆ สามารถเขียนได้ในลักษณะเดียวกันกับกรณีโลหะฟิ่งซ้ายมือ คือ ในแนวแกน x ในกรณี 1 มิติมีขนาดเท่ากับ $k_x = k$ และโมเมนตัมในแนวแกน y มีขนาดเท่ากับ $k_y = 0$ สำหรับในกรณี 2 มิติสามารถพิจารณาได้จากภาพประกอบ 2.6 โดยโมเมนตัมในแนวแกน x มีขนาดเท่ากับ $k_x = k \cos \phi_k$ และโมเมนตัมในแนวแกน y มีขนาดเท่ากับ $k_y = k \sin \phi_k$ โดยที่ ϕ_k คือมุมระหว่างเวกเตอร์ k และแนวแกน $+x$ และในกรณี 3 มิติ โมเมนตัมในแนวแกน x มีขนาดเท่ากับ $k_x = k \cos \phi_k \sin \theta_k$ และโมเมนตัมในแนวแกน y มีขนาดเท่ากับ $k_y = k \sin \phi_k \sin \theta_k$ และโมเมนตัมในแนวแกน z มีขนาดเท่ากับ $k_z = k \cos \theta_k$ เมื่อ θ_k คือ มุมระหว่างเวกเตอร์ k ที่กระทำกับแนวแกน $+z$ และ ϕ_k คือ มุมระหว่างเวกเตอร์ k ที่ฉายลงไปบนระนาบ xy ตามแนวแกน $+x$

ในการคำนวณสามารถลดจำนวนพารามิเตอร์ที่เกี่ยวข้องกับมุมต่างๆ โดยใช้ความสัมพันธ์ของมุม เช่น ในกรณี 2 มิติ สามารถพิจารณาได้จากกฎอนุรักษ์โมเมนตัมในแนวแกน y นั่นคือ $q_y = k_y$ ดังนี้

$$\left. \begin{aligned} q \sin \phi_q &= k \sin \phi_k \\ \phi_q &= \text{Arcsin} \left(\frac{k}{q} \sin \phi_k \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

ในกรณี 3 มิติ สามารถพิจารณาได้จากกฎอนุรักษ์โมเมนตัมในแนวแกน y ดังนี้



$$\left. \begin{aligned} q \cos \theta_q &= k \cos \theta_k \\ q \sin \theta_q \sin \phi_q &= k \sin \theta_k \sin \phi_k \\ \theta_q &= \text{Arccos} \left(\frac{k}{q} \cos \theta_k \right) \\ \phi_q &= \text{Arcsin} \left[\frac{k \sin \theta_k \sin \phi_k}{q \sin \left(\text{Arccos} \left(\frac{k}{q} \cos \theta_k \right) \right)} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

2.3.3 เงื่อนไขขอบเขต (Boundary conditions)

จากการพิจารณาสมการฟังก์ชันคลื่นรวมของวัสดุโลหะและโลหะจากสมการ (2.11) และ (2.12) จะพบว่า ในฟังก์ชันคลื่นจะประกอบด้วยสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นต่างๆ ซึ่งสามารถใช้ในการคำนวณค่าความนำไฟฟ้าได้ ด้วยเหตุนี้การคำนวณสัมประสิทธิ์เหล่านี้เป็นสิ่งสำคัญ โดยการคำนวณดังกล่าวจะใช้เงื่อนไขขอบเขต 2 ข้อ ดังนี้

1 ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่อเนื่องที่รอยต่อ

$$\psi_L(x=0) = \psi_R(x=0) \equiv \psi(0) \quad (2.15)$$

2 อนุพันธ์ที่หนึ่ง (First derivative) ของฟังก์ชันคลื่นดังกล่าวไม่ต่อเนื่อง เนื่องจากพลังงานศักย์ ณ รอยต่อ ดังนี้

$$\left(\frac{d\psi_2}{dx} - \eta \frac{d\psi_1}{dx} \right) \Big|_{x=0} = 2k_F Z \psi(0) \quad (2.16)$$

เมื่อ Z คือ ความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ (Potential strength) มีค่าเท่ากับ

$$Z = \frac{m_R U}{\hbar^2 k_F^2} \quad (2.17)$$

เวกเตอร์คลื่นที่ระดับพลังงานเฟอร์มีมีขนาดเท่ากับ $k_F = \sqrt{\frac{2m_R E_F}{\hbar^2}}$ η คือ อัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือ (m_L) และโลหะฝั่งขวามือ (m_R)

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 1 จะได้

$$1 + b = c = \psi(0) \quad (2.18)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 2 จะได้

$$ikc - \eta (iq - iq_b) = 2q_F Z \psi(0) \quad (2.19)$$



และ q_F คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของพลังงานเฟอร์มิของโลหะฝังซ้ายมือ

จากสมการที่ (2.18) กับ (2.19) สามารถคำนวณหาสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ (b) และส่งผ่านของอิเล็กตรอน (c) โดยจะได้สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน ตามลำดับ

$$b = \frac{(2q_F Z - ik + iq)}{(-2q_F Z + ik + iq)} \quad (2.20)$$

$$c = \frac{(2iq)}{(-2q_F Z + ik + iq)} \quad (2.21)$$

2.3.4 ความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับและส่งผ่านของอิเล็กตรอน (Transmission and reflection probabilities)

จากการหาค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนโดยใช้เงื่อนไขขอบเขต พบว่าค่าสัมประสิทธิ์ดังกล่าวสามารถใช้คำนวณหาความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนได้จากสมการความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็น (Probability current density ; j) ดังนี้

$$j = \frac{-i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (2.22)$$

จากสมการที่ (2.22) สามารถคำนวณหาความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการตกกระทบ (Probability current density of incident electron; j_{in}) ได้ดังนี้

$$\left. \begin{aligned} j_{in} &= \frac{-i\hbar}{2m_L} (\psi_{in}^* \vec{\nabla} \psi_{in} - \psi_{in} \vec{\nabla} \psi_{in}^*) \\ j_{in} &= \frac{\hbar}{2m_L i} \left(e^{-iqx} \frac{d}{dx} e^{iqx} - e^{iqx} \frac{d}{dx} e^{-iqx} \right) \\ j_{in} &= \frac{\hbar q}{m_L} \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

ในทำนองเดียวกันการคำนวณหาความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ (Probability current density of reflected electron ; j_{re}) สามารถแทนฟังก์ชันคลื่นแต่ละตัวลงในสมการที่ (2.22) ได้ดังนี้

$$\left. \begin{aligned} j_{re} &= \frac{-i\hbar}{2m_L} (\psi_{re}^* \vec{\nabla} \psi_{re} - \psi_{re} \vec{\nabla} \psi_{re}^*) \\ j_{re} &= \frac{\hbar}{2m_L i} \left(b^* e^{iqx} \frac{d}{dx} b e^{-iqx} - b e^{-iqx} \frac{d}{dx} b^* e^{iqx} \right) \\ j_{re} &= \frac{\hbar q}{m_L} |b|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$



ในการคำนวณหาความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน (Probability current density of transmission electron ; j_{tr}) สามารถคำนวณโดยใช้วิธีเดียวกันหาความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ ดังนี้

$$\left. \begin{aligned} j_{tr} &= \frac{-i\hbar}{2m_R} (\psi_{tr}^* \vec{\nabla} \psi_{tr} - \psi_{tr} \vec{\nabla} \psi_{tr}^*) \\ j_{tr} &= \frac{-i\hbar}{2m_R} \left(c^* e^{-ikx} \frac{d}{dx} c e^{ikx} - c e^{ikx} \frac{d}{dx} c^* e^{-ikx} \right) \\ j_{tr} &= \frac{\hbar k}{m_R} |c|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

จากความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นในสมการที่ (2.24) และ (2.25) สามารถคำนวณความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับได้จากอัตราส่วนค่าสมบูรณ์ของความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการตกกระทบ ดังนี้ โดยที่ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน มีค่าดังสมการนี้

$$\left. \begin{aligned} R &= \left| \frac{j_{re}}{j_{in}} \right| \\ R &= \frac{\frac{\hbar q}{m_L} |b|^2}{\frac{\hbar q}{m_L}} = |b|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

สำหรับความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน คำนวณได้จากอัตราส่วนค่าสมบูรณ์ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการส่งผ่านต่อความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการตกกระทบดังสมการต่อไปนี้

โดยที่ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน มีค่าดังนี้

$$\left. \begin{aligned} T &= \left| \frac{j_{tr}}{j_{in}} \right| \\ T &= \frac{\frac{\hbar k}{m_R} |c|^2}{\frac{\hbar q}{m_L}} = \frac{km_L}{qm_R} |c|^2 \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

จากสมการที่ (2.26) และ (2.27) สามารถคำนวณหาความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนได้จากการแทนค่าสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน จากสมการที่ (2.20) และ (2.21) ตามลำดับจะได้ดังนี้

$$R = \frac{4k_F Z^2 + (k - q)^2}{4k_F Z^2 + (k + q)^2} \quad (2.28)$$



$$T = \frac{4q^2}{4k_F Z^2 + (k - q)^2} \eta \quad (2.29)$$

เมื่อ $\eta = \frac{m_R}{m_L}$ เป็นอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือ

โดยอัตราส่วนของมวลยังผลดังกล่าวนี้จะทำให้ง่ายต่อการศึกษาผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนต่อค่าความนำจะเป็นการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน จากสมการที่ (2.28) และ (2.29) เป็นสมการความนำจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน เมื่อนำความนำจะเป็นทั้งหมดมารวมกันผลที่ได้ จะมีค่าเป็นหนึ่งนั่นหมายความว่าค่าการคำนวณหาความนำจะเป็นการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนนั้นมีความถูกต้อง กล่าวคือผลรวมความนำจะเป็นจะมีค่าเท่ากับหนึ่งได้นั่นก็เพื่อพิสูจน์ความถูกต้องของการคำนวณความนำจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนนั่นเอง

2.4 ความหนาแน่นของกระแสและค่าความนำไฟฟ้า (Current density and conductivity)

จากการคำนวณหาความนำจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน ในรอยต่อระหว่างโลหะกับโลหะในหัวข้อข้างต้น พบว่าเป็นปริมาณที่ไม่สามารถวัดได้จริงในทางฟิสิกส์ แต่ปริมาณที่วัดได้จริงในทางฟิสิกส์คือค่าความนำไฟฟ้า ดังนั้นในหัวข้อนี้จะเสนอการคำนวณหาความนำไฟฟ้าจากความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้ารวม โดยพิจารณาจากอนุพันธ์ความหนาแน่นของกระแสประจุเทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้าซึ่งจะได้อธิบายในลำดับต่อไป

2.4.1 ค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ

ในการคำนวณความหนาแน่นของกระแสประจุ สามารถพิจารณาได้จากสมการต่อไปนี้

$$I = nevA \quad (2.30)$$

เมื่อ I คือ กระแสประจุ ซึ่งเป็นกระแสที่ไหลผ่านภายในระบบรอยต่อ มีหน่วยเป็นแอมแปร์ (A), n คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน มีหน่วยเป็นจำนวนอนุภาคต่อลูกบาศก์เมตร (จำนวนอนุภาค/ m^3) e คือ ประจุอิเล็กตรอน มีหน่วยเป็น คูลอมป์ (C) A คือ พื้นที่หน้าตัดของระบบรอยต่อระหว่างวัสดุ มีหน่วยเป็น ตารางเมตร (m^2) และ v คือ ความเร็วลอยเลื่อน (Drift velocity) ซึ่งเป็นความเร็วเฉลี่ยที่เกิดจากอนุภาค มีหน่วยเป็น เมตรต่อวินาที (m/s)

จากสมการที่ (2.30) สามารถหาความหนาแน่นของกระแสประจุจากอัตราส่วนกระแสที่ไหล ในวงจร ดังนี้

$$J = nev \quad (2.31)$$

ในกรณีที่ในระบบมีจำนวนอิเล็กตรอนมาก จากสมการที่ (2.31) สามารถเขียนให้อยู่ในรูปผลรวมได้ดังสมการต่อไปนี้

$$J = \sum_k n_k ev_k \quad (2.32)$$

สำหรับจำนวนอิเล็กตรอนที่ผ่านรอยต่อ n_k ในสมการที่ (2.32) สามารถคำนวณได้จากผลคูณระหว่างค่าความนำจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอน T_k และฟังก์ชันการกระจายตัวของเฟอร์มิติแรก



(Fermi-Dirac distribution function; $f(E)$) ซึ่งเป็นฟังก์ชันที่อธิบายการกระจายตัวของอนุภาคเฟอร์มิออน นิยามดังนี้ $f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$ โดยที่ $f(E)$ คือ โอกาสที่อิเล็กตรอนจะอยู่ได้ที่ระดับพลังงาน E k คือ ค่าคงที่ของโบลต์ซมันน์ (Boltzmann constant) และ T คือ อุณหภูมิ มีหน่วยเป็นเคลวิน สามารถแสดงได้ดังนี้

$$\vec{J}_k = \sum_k T_k e v_k f(E) \quad (2.33)$$

เมื่อพิจารณาความหนาแน่นของกระแสประจุในสมการที่ (2.33) กรณีที่ความต่างศักย์เท่ากับ ศูนย์จะไม่เกิดการไหลของกระแสประจุข้ามรอยต่อ ทั้งนี้เนื่องจากความหนาแน่นกระแสประจุที่เคลื่อนที่ไปทางซ้าย ($\vec{J}_k$) และทางขวา ($\vec{J}_k$) มีค่าเท่ากัน อย่างไรก็ตามในกรณีให้ความต่างศักย์ในรอยต่อจะทำให้เกิดการไหลของกระแสประจุผ่านรอยต่อ ด้วยเหตุนี้ความหนาแน่นกระแสประจุในรอยต่อสามารถคำนวณได้จากสมการต่อไปนี้

$$\vec{J}_k = \sum_k T_k e v_k f(E_k - eV) \quad (2.34)$$

$$\vec{J}_k = \sum_k T_k e v_k f(E_k) \quad (2.35)$$

จากสมการที่ (2.34) และ (2.35) จะได้ความหนาแน่นของกระแสสุทธิ ดังนี้

$$J_{net} = \sum_k T_k e v_k [f(E_k - eV) - f(E_k)] \quad (2.36)$$

นำค่าความหนาแน่นของกระแสสุทธิ จากสมการที่ (2.36) มาเขียนในรูปของอินทิเกรต ได้ดังนี้

$$\left. \begin{aligned} J_{net} &= \frac{L}{2\pi} \int_k^\infty dk T_k e \frac{1}{h} \frac{dE_k}{dk} [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ &= \frac{Le}{2\pi h} \int_0^\infty T_k dE_k [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ &= \frac{L}{2\pi} \cdot \frac{e}{h} \cdot 2\pi \int_0^\infty T_k dE_k [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ J_{net} &= \frac{Le}{h} \int_0^\infty T_k dE_k [f(E_k - eV) - f(E_k)] \end{aligned} \right\} \quad (2.37)$$

สำหรับโลหะการเพิ่มหรือลดอุณหภูมิจะมีผลต่อสมบัติของวัสดุค่อนข้างน้อย ดังนั้นงานวิจัยส่วนใหญ่จึงคำนวณค่าความนำไฟฟ้า ณ ที่อุณหภูมิ 0 K ด้วยเหตุนี้สมการ (2.37) จะลดรูปเป็น

$$J_{net} = \frac{Le}{h} \int_0^{eV} dE_k T(E_k) \quad (2.38)$$

เมื่อ L คือ ขนาดของโลหะ และ h คือ ค่าคงที่ของพลังค์ (Planck's constant)

จากนั้นนำสมการ (2.38) มาคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในรอยต่อสำหรับกรณี 1 มิติ (G_{1D}) จากการหาอนุพันธ์ความหนาแน่นของกระแสเทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้า ดังนี้



$$G_{1D}(eV) = \frac{edJ(eV)}{d(eV)} \quad (2.39)$$

จะได้ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ ดังนี้

$$G_{1D}(eV) = \frac{Le^2}{h} T(eV) \quad (2.40)$$

จากสมการที่ (2.40) พบว่าค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ จะขึ้นอยู่กับความนำจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนเท่านั้น

2.4.2 ค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 2 มิติ

ในกรณี 2 มิติค่าความหนาแน่นของกระแสสุทธิ มีค่าเท่ากับ

$$J_{net} = \sum_{k_x, k_y} ev_x T(E_k, \theta) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \quad (2.41)$$

นำค่าความหนาแน่นของกระแสสุทธิ จากสมการที่ (2.41) มาเขียนในรูปของอินทิเกรต ได้ดังนี้

$$\begin{aligned} J_{net} &= \frac{L^2 e}{4\pi^2} \int dk_x \int dk_y \frac{\hbar k_x}{m} T(E_k, \theta) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ &= \frac{L^2 e}{4\pi^2} \cdot \frac{\hbar}{m} \int k dk \int d\theta k \cos \theta T(E_k, \theta) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ &= \frac{L^2 e}{4\pi^2 \hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_0^\infty dE_k k \cos \theta T(E_k, \theta) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ J_{net} &= \frac{L^2 e}{2\pi \hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_0^\infty dE_k \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E + E_F)} \cos \theta T(E_k, \theta) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \end{aligned} \quad (2.42)$$

และ ณ ที่อุณหภูมิ 0 K สมการที่ (2.42) จะลดรูปลง โดยค่าความหนาแน่นของกระแสสุทธิในกรณี 2 มิติ จะได้ดังต่อไปนี้

$$J_{net} = \frac{L^2 e}{2\pi \hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\theta \int_0^{eV} dE_k \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2} + k_F^2} \cos(\theta) T(eV, \theta) \quad (2.43)$$

เมื่อ L^2 คือพื้นที่ของโลหะ (m^2)

จากนั้นนำความหนาแน่นของกระแสสุทธิสมการ (2.43) มาคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 2 มิติ (G_{2D}) จากการหาอนุพันธ์ความหนาแน่นของกระแสเทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้าตามสมการที่ (2.39) จะได้ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 2 มิติดังนี้

$$G_{2D}(eV) = \frac{L^2 e^2}{2\pi \hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) d\theta \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2} + k_F^2} T(eV, \theta) \quad (2.44)$$



จากสมการที่ (2.44) พบว่าค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 2 มิติ ไม่ได้ขึ้นกับความน่าจะเป็นของการส่งผ่านเพียงอย่างเดียวเหมือนกับในกรณี 1 มิติ ทั้งนี้เนื่องจากในกรณี 2 มิติ มีส่วนของค่ามุมต่างๆ เข้ามาเกี่ยวข้องซึ่งจะส่งผลต่อค่าความนำไฟฟ้าและจะได้แสดงผลการคำนวณในหัวข้อที่เกี่ยวข้องต่อไป

2.4.3 ค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 3 มิติ

ในกรณี 3 มิติค่าความหนาแน่นของกระแสสุทธิ มีค่าเท่ากับ

$$J_{net} = \sum_{k_x, k_y, k_z} e v_x T(E_k, \theta, \phi) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \quad (2.45)$$

นำค่าความหนาแน่นของกระแสสุทธิ จากสมการที่ (2.45) มาเขียนในรูปของอินทิเกรต ได้ดังนี้

$$\left. \begin{aligned} J_{net} &= \frac{L^3 e}{8\pi^3} \cdot \frac{\hbar}{m} \iiint k^2 dk \sin \theta d\theta d\phi k \cos \phi \sin \theta T(E_k, \theta, \phi) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ &= \frac{L^3 e}{8\pi^3} \cdot \frac{\hbar}{m} \int k dk \iint d\theta d\phi k^2 \cos \phi \sin^2 \theta T(E_k, \theta, \phi) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ &= \frac{L^3 e}{8\pi^3} \cdot \frac{\hbar}{m} \frac{m}{\hbar^2} \iiint dE_k d\theta d\phi k^2 \cos \phi \sin^2 \theta T(E_k, \theta, \phi) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ &= \frac{L^3 e}{8\pi^3 \hbar} \iiint dE_k d\theta d\phi \frac{2m}{\hbar^2} (E + E_F) \cos \phi \sin^2 \theta T(E_k, \theta, \phi) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \\ J_{net} &= \frac{L^3 e}{4\pi^2 \hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} dE_k \left(\frac{2m}{\hbar^2} (E + E_F) \cos(\phi) \right) \sin^2(\theta) T(E_k, \theta, \phi) [f(E_k - eV) - f(E_k)] \end{aligned} \right\} \quad (2.46)$$

และ ณ ที่อุณหภูมิ 0 K สมการที่ (2.46) จะลดรูปลง โดยค่าความหนาแน่นของกระแสสุทธิในกรณี 3 มิติ จะได้ดังต่อไปนี้

$$J_{net} = \frac{L^3 e}{4\pi^2 \hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} dE_k \left(\frac{2mE_k}{\hbar^2} + k_F^2 \right) \cos(\phi) \sin^2(\theta) T(eV, \theta, \phi) \quad (2.47)$$

เมื่อ L^3 คือ ปริมาตรของโลหะ (m^3)

จากนั้นนำความหนาแน่นของกระแสสุทธิสมการ (2.47) มาคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 3 มิติ (G_{3D}) จากการหาอนุพันธ์ความหนาแน่นของกระแสเทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้า ตามสมการที่ (2.39) จะได้ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 3 มิติดังนี้

$$G_{3D}(eV) = \frac{L^3 e^2}{4\pi^2 \hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\phi) d\phi \int_0^{\pi} \sin^2(\theta) d\theta \left(\frac{2meV}{\hbar^2} + k_F^2 \right) T(eV, \theta, \phi) \quad (2.48)$$

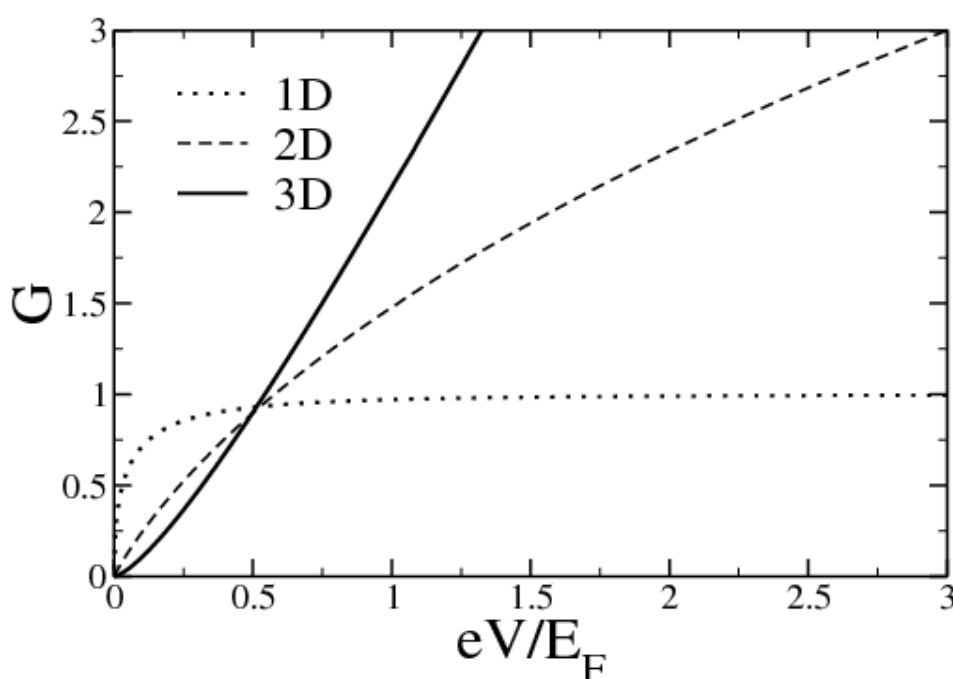


ซึ่งพบว่าในค่าความนำไฟฟ้ากรณี 3 มิติ ในสมการที่ (2.48) มีมุมต่างๆมาเกี่ยวข้อง ดังนั้น ค่าความนำไฟฟ้า ก็จะขึ้นอยู่กับค่ามุมต่างๆด้วยเช่นกัน ซึ่งจะต่างจากในกรณี 1 มิติ เพราะค่าความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติจะแปรผันโดยตรงกับค่าความนำจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน

2.5 ผลและการวิเคราะห์ (Results and discussion)

ในงานวิจัยนี้ได้ศึกษาค่าสเปกตรัมความนำของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะ/โลหะ โดยผลของพารามิเตอร์ในรอยต่อต่อค่าสเปกตรัมข้างต้น เช่น มิติของระบบ มวลยังผลของอิเล็กตรอน พลังงานศักย์ ณ ที่รอยต่อ และพลังงานขีดเริ่ม โดยจะมีผลและการวิเคราะห์ผลดังต่อไปนี้

2.5.1 ผลของมิติต่อผลค่าความนำไฟฟ้า



ภาพประกอบ 2.7 ค่าความนำไฟฟ้าในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะ ในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ โดยกำหนดให้ $Z = 0.0$ $\eta = 1.0$ และ $E_0 = 0.0$

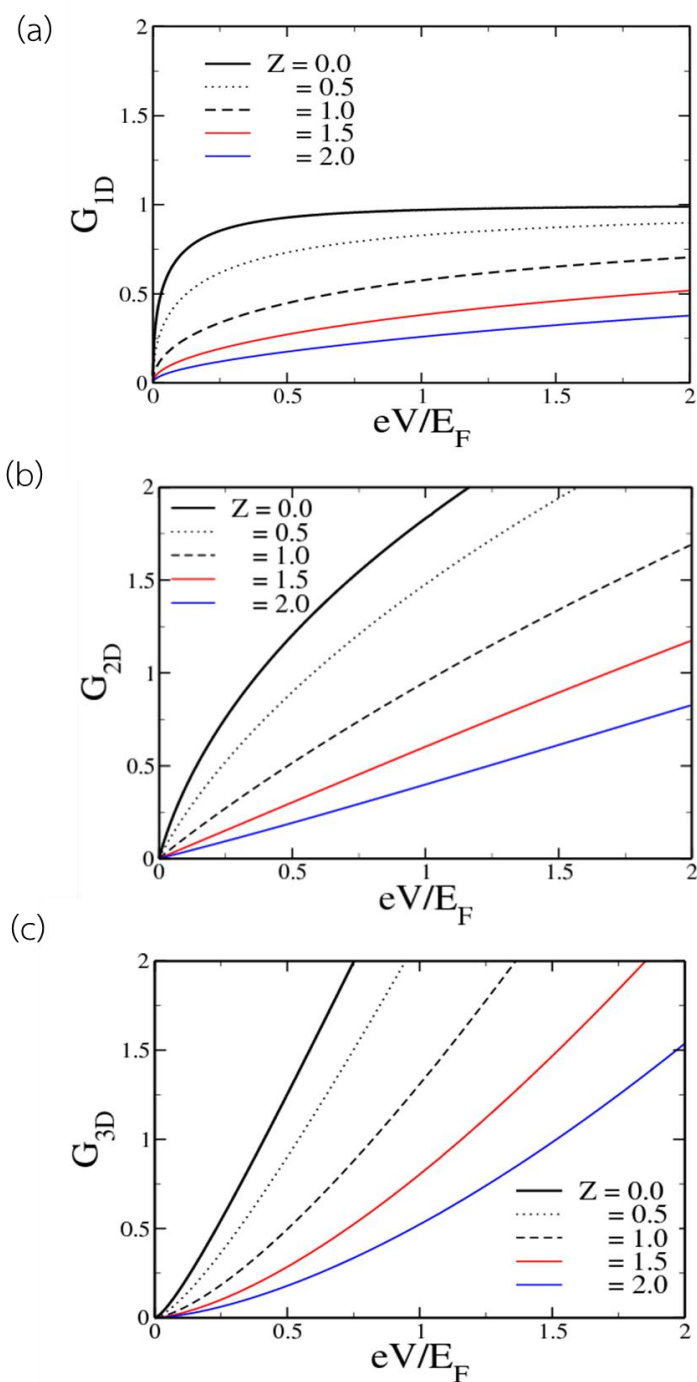
จากภาพแสดงถึงการเปรียบเทียบค่าความนำไฟฟ้าของรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะกับโลหะ ในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ พบว่าเมื่อพลังงานเพิ่มขึ้นค่าความนำไฟฟ้าจะเพิ่มขึ้น กล่าวคือ เมื่อพลังงานเพิ่มขึ้นทำให้อิเล็กตรอนได้รับพลังงานมากพอที่จะเคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ได้ ดังนั้นความนำจะเป็นของการส่งผ่านจึงเพิ่มขึ้น เกิดการส่งผ่านมากค่าความนำไฟฟ้าจะมากตามไปด้วย

เมื่อพิจารณาในระดับพลังงานงานเดียวกันผลของมิติในแต่ละกรณีต่อค่าความนำไฟฟ้า พบว่า ความความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ จะมีค่าความนำไฟฟ้าจากมากไปน้อย



ตามลำดับ กล่าวคือ กรณิผลของมิติที่น้อยนั้นมีการเคลื่อนที่อิเล็กตรอนผ่านกำแพงศักย์ได้น้อยกว่าผลของมิติที่มีค่ามากกว่าดังแสดงในภาพประกอบ 2.7

2.5.2 ผลของพลังงานศักย์ต่อค่าความนำไฟฟ้า



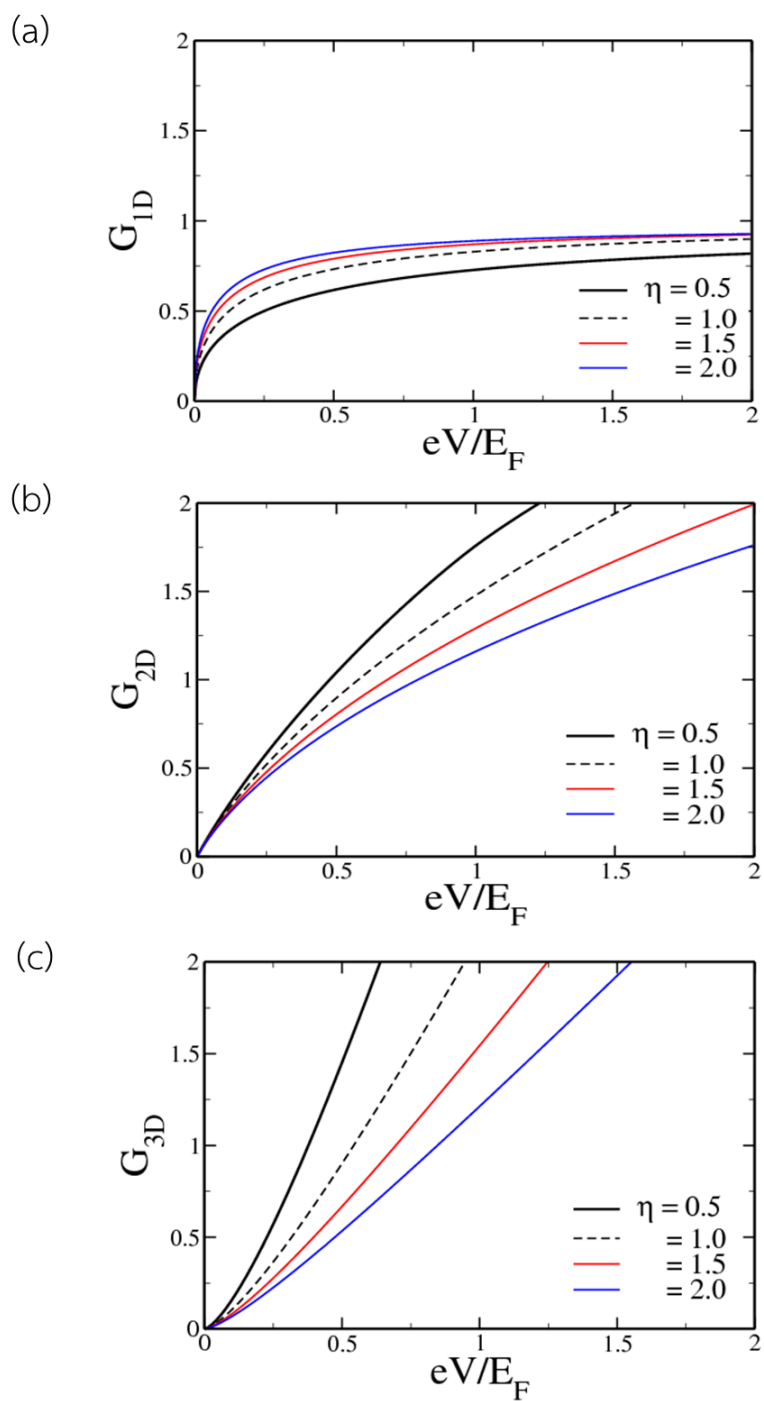
ภาพประกอบ 2.8 ค่าความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงาน รูป (a) ในกรณี 1 มิติ (b) 2 มิติ และ (c) 3 มิติ โดยกำหนดให้มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองเท่ากัน ($\eta = 1$)



เมื่อนำวัสดุสองชนิดมาต่อกันจะทำให้เกิดพลังงานศักย์ขึ้นที่บริเวณรอยต่อซึ่งเป็นเสมือนกำแพงศักย์ที่ทำหน้าที่ในการกั้นอิเล็กตรอนข้ามรอยต่อยาก สำหรับในการคำนวณนี้ได้จำลองให้พลังงานศักย์ดังกล่าวเป็นแบบเดลต้าฟังก์ชันที่มีความสูงเป็นอนันต์ แต่ไม่มีความหนา จากการคำนวณพบว่าที่ระดับพลังงานเดียวกัน เช่น $eV = E_F$ เมื่อกำแพงศักย์ (Z) เพิ่มขึ้นมีผลทำให้ความนำจะเป็นของการส่งผ่านมีค่าลดลง โดยพบว่ามีลักษณะการลดลงเหมือนกันทั้งในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ อย่างไรก็ตามลักษณะรูปร่างของค่าความนำดังกล่าวมีความแตกต่างกันเนื่องจากความเป็นมิติของรอยต่อ เมื่อเพิ่มความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ จะเห็นว่าส่งผลทำให้ค่าความนำไฟฟ้าลดลง ซึ่งเป็นไปตามทฤษฎีพื้นฐานทางกลศาสตร์ควอนตัมทั้งนี้เนื่องจากถ้าพลังงานศักย์ที่รอยต่อสูงขึ้น อิเล็กตรอนจะถูกส่งผ่านรอยต่อไปได้น้อย มีผลทำให้ค่าความนำไฟฟ้าลดลงไปด้วยตามสมการ (2.40) ในกรณีนี้พบว่าค่าความนำไฟฟ้ามีค่ามากที่สุด เมื่อ $Z = 0.0$ ซึ่งหมายความว่ารอยต่อของวัสดุทั้งสองสามารถต่อกันได้ดี 100% จึงไม่มีพลังงานศักย์ที่รอยต่อ ด้วยเหตุนี้อิเล็กตรอนจึงสามารถทะลุผ่านรอยต่อได้ทั้งหมด อย่างไรก็ตามกรณีนี้ถือว่าเป็นกรณีในอุดมคติที่ไม่สามารถเกิดได้จริงในการทดลอง จากผลการคำนวณในหัวข้อนี้แสดงให้เห็นสมบัติทางฟิสิกส์ของพารามิเตอร์ Z ที่ใช้อธิบายความแรงของกำแพงศักย์ ณ รอยต่อ



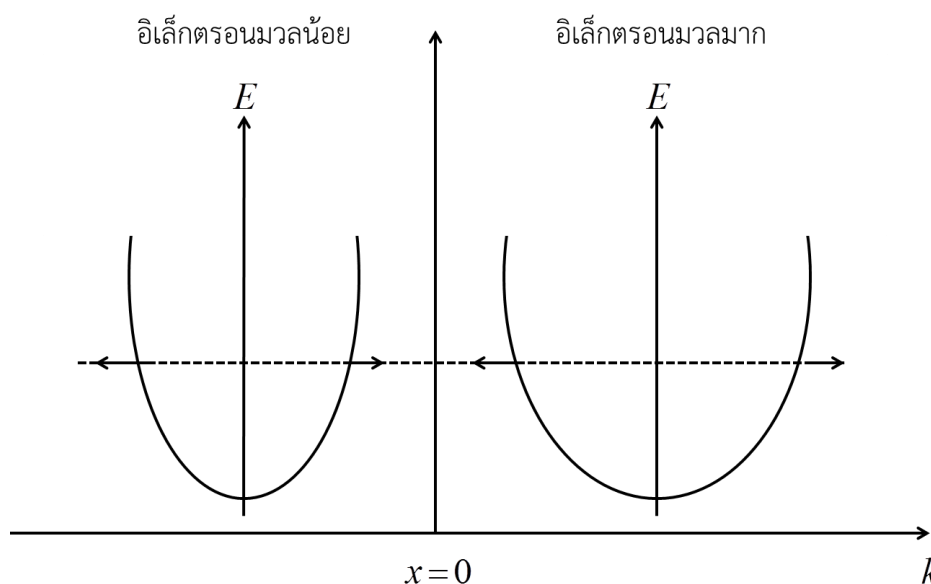
2.5.3 ผลของมวลย้งของอิเล็กตรอนต่อค่าความนำไฟฟ้า



ภาพประกอบ 2.9 ค่าความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงาน รูป (a) ในกรณี 1 มิติ (b) 2 มิติ และ (c) 3 มิติ โดยกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ ณ รอยต่อ ($Z = 0$)



จากการศึกษาวิชากลศาสตร์ควอนตัม พบว่า ค่าความนำไฟฟ้ามากที่สุด เมื่อ $Z = 0.0$ ก็เนื่องจาก $Z = 0.0$ หมายความว่ารอยต่อของวัสดุทั้งสองสามารถต่อกันได้ดี 100% จึงไม่มีพลังงานศักย์ที่รอยต่อ ดังนั้นอิเล็กตรอนจึงสามารถข้ามผ่านรอยต่อได้ดีที่สุด ในกรณีที่ $\eta = 0.5$ จากภาพประกอบที่ 2.9 พบว่า เมื่อเปลี่ยนแปลงมวลยังผลอิเล็กตรอนมีผลต่อค่าความนำไฟฟ้า พบว่าในกรณี 1 มิติ จะมีลักษณะแตกต่างจากกรณี 2 มิติและ 3 มิติ พิจารณาที่ $\eta = 2.0$ จะมีความชัดเจนที่สุด จากภาพประกอบในกรณี 1 มิติ พบว่าเมื่อ $\eta = 2.0$ ค่าความนำไฟฟ้ามีค่ามากที่สุด ส่วนในกรณี 2 มิติและ 3 มิติ พบว่าเมื่อ $\eta = 2.0$ ค่าความนำไฟฟ้าต่ำสุด กล่าวคือ ในเชิงฟิสิกส์ปรากฏการณ์นี้สามารถพิจารณาได้จากความสัมพันธ์ระหว่างมวลยังผลของ อิเล็กตรอนและความโค้งในเส้นสเปกตรัมพลังงาน ดังภาพประกอบที่ 2.10



ภาพประกอบ 2.10 มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะ โดยแสดงถึงมวลยังผลของอิเล็กตรอนในกรณีอิเล็กตรอนมวลน้อยกับมวลมาก

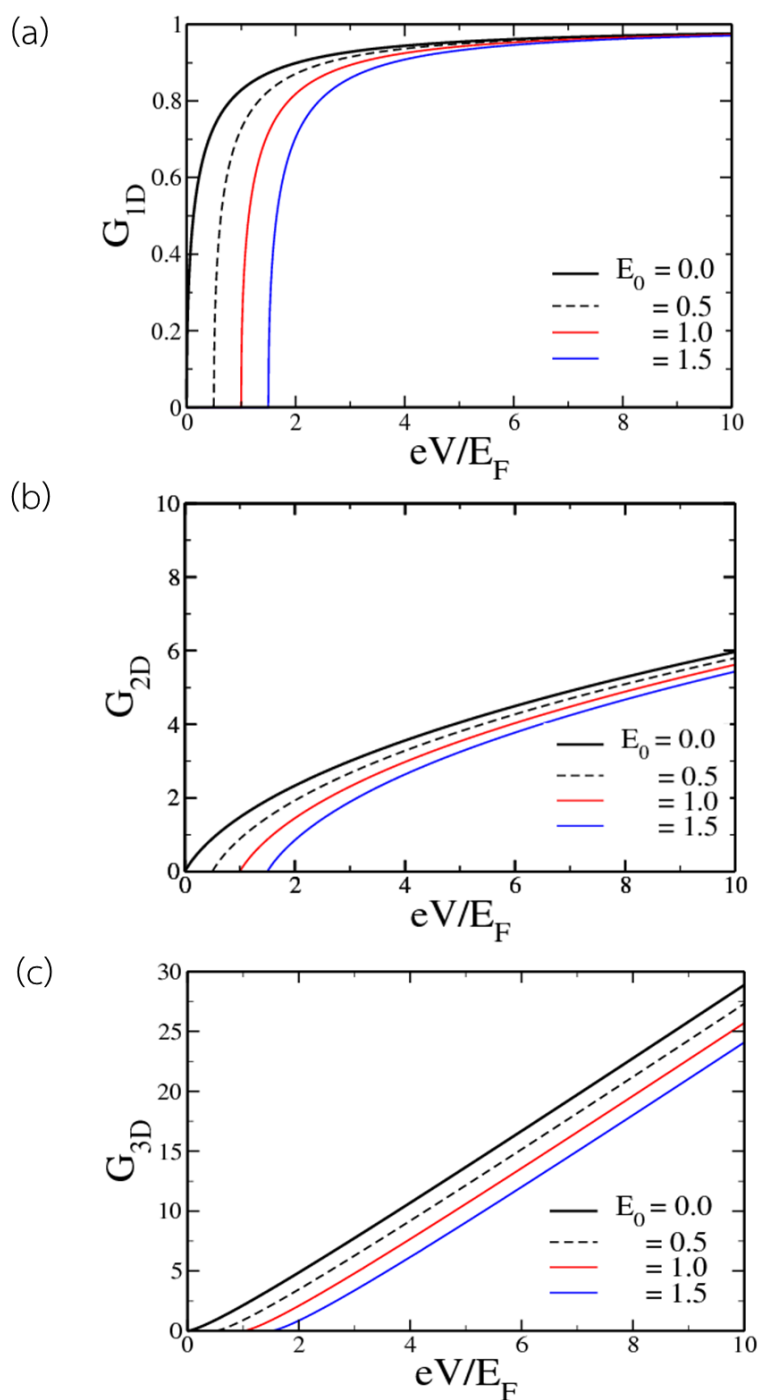
จากภาพมวลยังผลของอิเล็กตรอนสามารถคำนวณได้จากสมการ $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ และมี

ความสัมพันธ์กับความเร็วกลุ่ม $V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k}$ เมื่อเทอม $\frac{\partial E}{\partial k}$ คือความโค้งของเส้นกราฟใน

ภาพประกอบ 2.10 ด้วยเหตุนี้ความเร็วอิเล็กตรอนในวัสดุทั้งสองซึ่งควรเท่ากันเพื่อให้การส่งผ่านเกิดได้มากที่สุด สำหรับกรณีที่ $\eta = 2$ ที่เกิดการสะท้อนกลับมากที่สุด เพราะอิเล็กตรอนมวลมากเคลื่อนที่ไปอิเล็กตรอนมวลน้อย กล่าวคือ เป็นการเคลื่อนที่จากฝั่งที่มีความเร็วกลุ่มน้อยไปมาก (มวลมากความเร็วกลุ่มน้อย) นั่นคืออิเล็กตรอนจะถูกสะท้อนออกมา



2.5.4 ผลของพลังงานขีดเริ่มต่อค่าความนำไฟฟ้า



ภาพประกอบ 2.11 ค่าความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงาน รูป (a) ในกรณี 1 มิติ (b) 2 มิติ และ (c) 3 มิติ โดยกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ ณ รอยต่อ ($Z = 0$) และมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองเท่ากัน ($\eta = 1$)



จากภาพพิจารณาในกรณี $Z = 0.0$ กล่าวคือ ไม่มีพลังงานศักย์ที่รอยต่อและมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองเท่ากันดังนั้นอิเล็กตรอนจึงสามารถข้ามผ่านรอยต่อได้ทั้งหมด พบว่า ลักษณะเส้นกราฟของค่าความนำไฟฟ้าไม่มีการเปลี่ยนแปลงเมื่อค่า E_0 เปลี่ยน อย่างไรก็ตามพบว่าจุดเริ่มต้นของกราฟเปลี่ยนไปตามพลังงานขีดเริ่มที่เปลี่ยนแปลง กล่าวคือ พลังงานขีดเริ่มจะมีผลกับสถานะเริ่มต้นที่อิเล็กตรอนสามารถอยู่ได้ ด้วยเหตุนี้ E_0 จะมีประโยชน์ในการศึกษาลักษณะความนำไฟฟ้าของอิเล็กตรอนในแถบพลังงานทั้งหมดในวัสดุหรือกล่าวอีกนัยหนึ่ง คือ ลักษณะแถบพลังงานของอิเล็กตรอนที่ถูกยกขึ้นหรือลดต่ำลงโดยพลังงาน E_0 โดยเมื่อคำนวณความนำไฟฟ้าแล้ว พบว่าเส้นกราฟของค่าดังกล่าวจะเกิดขึ้นเฉพาะในฝั่งพลังงานที่มีค่าบวกเท่านั้น

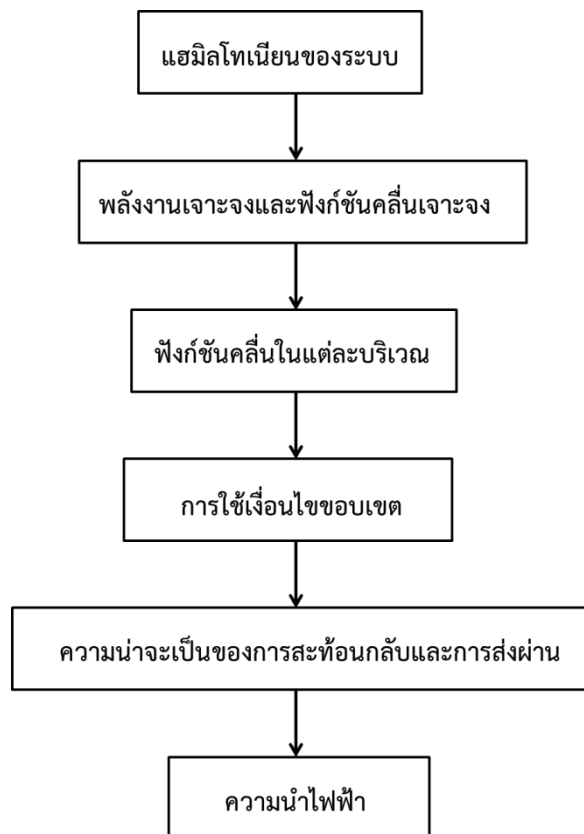


บทที่ 3

วิธีดำเนินการวิจัย

3.1 บทนำ

ในบทนี้มีเนื้อหาประกอบด้วยความรู้เกี่ยวกับการศึกษาเชิงทฤษฎีค่าความนำไฟฟ้าที่เกิดจากการส่งผ่านรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ ซึ่งพื้นฐานการคำนวณได้รับแนวคิดและหลักการมาจากการศึกษาเชิงทฤษฎีการส่งผ่านของอิเล็กทรอนิกส์บนรอยต่อของวัสดุระหว่างโลหะ/โลหะ โดยมีลำดับขั้นตอนและแนวทางการคำนวณที่ค่อนข้างเหมือนกัน ซึ่งประกอบด้วยลำดับขั้นตอนการคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ดังแสดงในภาพประกอบ 3.1



ภาพประกอบ 3.1 กระบวนการคำนวณค่าความนำไฟฟ้าภายในรอยต่อระหว่างวัสดุ

จากภาพประกอบ 3.1 แสดงขั้นตอนการคำนวณเริ่มต้นด้วยการเขียนแอมพลิจูดของระบบ เพื่อใช้แก้ปัญหาค่าเจาะจง หลังจากนั้นจึงนำค่าเจาะจงที่ได้ไปคำนวณหาฟังก์ชันคลื่น แล้วจึงนำไปเขียนเป็นฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณรอยต่อ จากนั้นนำฟังก์ชันคลื่อนดังกล่าวมาแทนในเงื่อนไขขอบเขตเพื่อหาค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการสะท้อนกลับของพาหะนำไฟฟ้า หลังจากนั้นนำค่าสัมประสิทธิ์ที่ได้

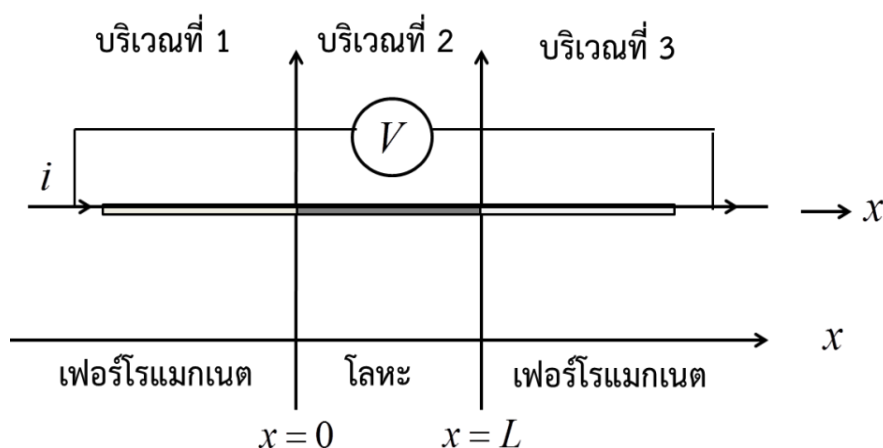


ข้างต้นไปคำนวณหาค่าความนำจะเป็นการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนและขั้นตอนสุดท้ายนำค่าความนำจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนไปคำนวณหาค่าความนำไฟฟ้าซึ่งเป็นค่าที่สามารถวัดได้ในเชิงทดลอง ตามลำดับ

หมายเหตุ : สำหรับการคำนวณข้างต้น ข้อควรระวังอย่างหนึ่งคือการหาเงื่อนไขขอบซึ่งขึ้นอยู่กับชนิดของวัสดุในรอยต่อ กล่าวคือ ยิ่งวัสดุมีความซับซ้อนมาก เงื่อนไขขอบเขตยิ่งมีความยากในการคำนวณ

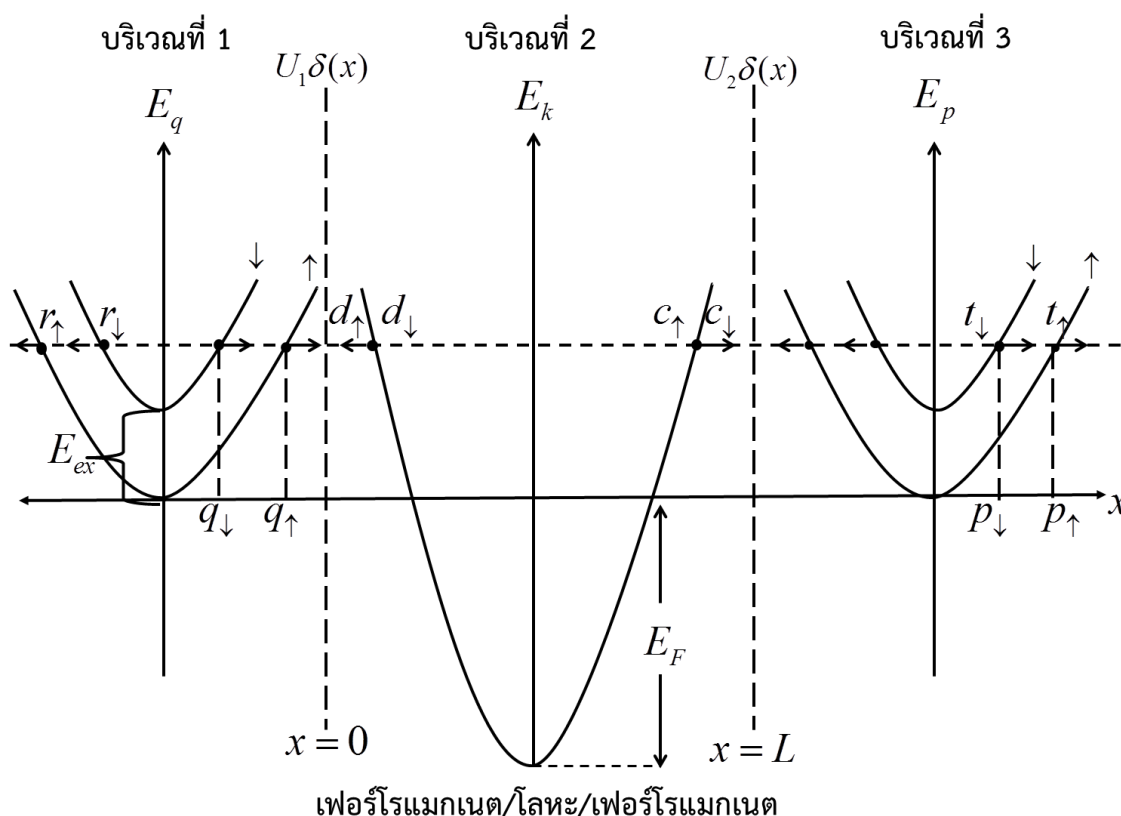
3.2 แบบจำลองทางกลศาสตร์ควอนตัม

สำหรับการศึกษาความนำไฟฟ้าที่เกิดจากการส่งผ่านรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อที่มีวัสดุต่างกันทั้งสามชนิด โดยปริมาณที่แสดงความแตกต่าง เช่น มวลยังผลของอิเล็กตรอนในแต่ละวัสดุจะไม่เท่ากัน นอกจากนี้ กำแพงศักย์ ณ รอยต่อทั้งสองถูกกำหนดให้มีขนาดที่แตกต่างกัน ซึ่งมีรายละเอียดแสดงดังภาพประกอบ 3.2



ภาพประกอบ 3.2 แสดงรูปร่างของแบบจำลองรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอย ในกรณี 1 มิติ โดยรอยต่อของวัสดุตั้งอยู่ที่บริเวณ $x=0$ และ $x=L$ มิติ และ V คือ ความต่างศักย์ตกคร่อมรอยต่อ จากภาพการคำนวณหากระแส (i) จะพิจารณาการไหลของกระแสเฉพาะในแนวแกน x เท่านั้น





ภาพประกอบ 3.3 แสดงเส้นสเปกตรัมพลังงานของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อในกรณี 1 มิติ โดยใช้การประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระ (Free electron approximation)

จากภาพประกอบ 3.3 สเปกตรัมของรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ ที่มีมวลยังผลของอิเล็กตรอน m_{F_L} (บริเวณที่ 1) m_M (บริเวณที่ 2) และ m_{F_R} (บริเวณที่ 3) ตามลำดับ โดยกำหนดให้ $r_\uparrow$ และ $r_\downarrow$ คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนของวัสดุเฟอร์โรแมกเนตในบริเวณที่ 1 $d_\uparrow$ และ $d_\downarrow$ คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนของวัสดุโลหะในบริเวณที่ 2 $c_\uparrow$ และ $c_\downarrow$ คือ สัมประสิทธิ์การส่งผ่านของอิเล็กตรอนของวัสดุโลหะในบริเวณที่ 2 และ $t_\uparrow$ และ $t_\downarrow$ คือ สัมประสิทธิ์การส่งผ่านของอิเล็กตรอนของวัสดุเฟอร์โรแมกเนตในบริเวณที่ 3 $U_1\delta(x)$ และ $U_2\delta(x)$ คือ กำแพงศักย์ ณ รอยต่อทั้งสอง ซึ่งกำหนดให้เป็นแบบฟังก์ชันเดลต้า ในส่วนของวัสดุเฟอร์โรแมกเนตในบริเวณที่ 1 และบริเวณที่ 3 เป็นวัสดุต่างกัน คือ วัสดุทั้งสองมีมวลยังผลของอิเล็กตรอนไม่เท่ากัน

3.2.1 แฮมิลโทเนียนของระบบ

จากภาพประกอบ 3.3 แฮมิลโทเนียนของระบบรอยต่อของวัสดุระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อสามารถเขียนได้ดังนี้



$$\hat{H} = \hat{p} \frac{1}{m(x)} \hat{p} + V(x) \quad (3.1)$$

เมื่อ $m(x)$ คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในระบบที่ขึ้นอยู่กับตำแหน่ง x ในรอยต่อ ดังนี้

$$m(x) = m_{F_L} \Theta(-x) + m_M [\Theta(x) - \Theta(x-L)] + m_{F_R} \Theta(x-L) \quad (3.2)$$

$\Theta(\pm x)$ คือ ฟังก์ชันแบบขั้นบันได m_{F_L} คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตในบริเวณที่ 1 m_M คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุโลหะในบริเวณที่ 2 และ m_{F_R} คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตในบริเวณที่ 3

$$V = U_1 \delta(x) + U_2 \delta(x-L) + E_0 \Theta(-x) - E_F \Theta(+x) \Theta(x-L) + E_0 \Theta(+x) \quad (3.3)$$

เมื่อ $V(x)$ คือ พลังงานศักย์ต่างๆในรอยต่อ ซึ่งประกอบด้วย U คือ พลังงานศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิง ณ รอยต่อซึ่งสามารถเขียนในรูปของเมทริกซ์เท่ากับ $\begin{bmatrix} u_{\uparrow\uparrow} & u_{\uparrow\downarrow} \\ u_{\downarrow\uparrow} & u_{\downarrow\downarrow} \end{bmatrix}$ โดยเส้นทแยงมุมหลัก (Diagonal) แทนพลังงานศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและเส้นทแยงมุมรอง (Off-diagonal) แทนการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ $\delta(x)$ คือ ฟังก์ชันเดลต้าของดิแรก E_F คือ พลังงานเฟอร์มิของโลหะซึ่งวัดจากจุดต่ำสุดของแถบพลังงานถึงตำแหน่งสถานะสุดท้ายที่อิเล็กตรอนถูกบรรจุที่อุณหภูมิ 0 เคลวิน และ E_0 คือ พลังงานที่ใช้ในการยกแถบพลังงานของเฟอร์โรแมกเนต จากการแก้สมการค่าเจาะจง จะได้การกระจายตัวของพลังงานของอิเล็กตรอนในบริเวณที่ 1 2 และ 3 ดังนี้

บริเวณที่ 1 การกระจายตัวของพลังงานของอิเล็กตรอนสปีนขึ้น ($E_{\uparrow}$) และสปีนลง ($E_{\downarrow}$)

$$E_{\uparrow,\downarrow}(q) = \frac{\hbar^2 q^2}{2m_{F_L}} \pm E_{ex} + E_0 \quad (3.4)$$

สามารถเขียนให้อยู่ในรูปของขนาดโมเมนตัมของอิเล็กตรอนสปีนขึ้น ($q_{\uparrow}$) และสปีนลง ($q_{\downarrow}$) ในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตได้ดังนี้

$$q_{\uparrow,\downarrow} = \sqrt{\frac{2m_{F_L}}{\hbar^2} (E_q \mp E_{ex} - E_0)} \quad (3.5)$$

สำหรับบริเวณที่ 2 การกระจายตัวของพลังงานของอิเล็กตรอน

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_M} - E_F \quad (3.6)$$

สามารถเขียนให้อยู่ในรูปของขนาดโมเมนตัมของอิเล็กตรอนในวัสดุโลหะได้ซึ่งถูกกำหนดโดย

$$k = \sqrt{\frac{2m_M}{\hbar^2} (E_k + E_F)} \quad (3.7)$$



สำหรับบริเวณที่ 3 การกระจายตัวของพลังงานของอิเล็กตรอนสปินขึ้น ($E_{\uparrow}$) และสปินลง ($E_{\downarrow}$)

$$E_{\uparrow,\downarrow}(p) = \frac{\hbar^2 p^2}{2m_{Fr}} \pm E_{ex} + E_0 \quad (3.8)$$

สามารถเขียนให้อยู่ในรูปของขนาดโมเมนตัมของอิเล็กตรอนสปินขึ้น ($p_{\uparrow}$) และสปินลง ($p_{\downarrow}$) ในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตได้ดังนี้

$$p_{\uparrow,\downarrow} = \sqrt{\frac{2m_{Fr}}{\hbar^2} (E_p \mp E_{ex} - E_0)} \quad (3.9)$$

3.2.2 ฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณ

จากการแก้ปัญหาค่าเจาะจงโดยใช้แฮมิลโทเนียนของระบบจะสามารถเขียนฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณได้ โดยระบบนี้จะแบ่งการพิจารณาออกเป็น 3 บริเวณ ดังภาพประกอบ 3.3 และเนื่องจากแถบพลังงานของเฟอร์โรแมกเนตมีทั้งหมด 2 แถบพลังงานซึ่งเกิดจากการแยกของแถบพลังงาน โดยแต่ละเส้นมีทิศทางสปินของอิเล็กตรอนตรงข้ามกัน ดังนั้นเมื่อนำโลหะต่อเข้ากับเฟอร์โรแมกเนต จึงทำให้ฟังก์ชันคลื่นของฝั่งโลหะต้องพิจารณาทิศทางของสปินร่วมด้วย กล่าวคือ อิเล็กตรอนสามารถตกกระทบได้ทั้งสปินขึ้นและสปินลง ซึ่งอธิบายด้วยฟังก์ชันคลื่นต่อไปนี้

กรณีที่ 1 การตกกระทบอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น ฟังก์ชันคลื่นในบริเวณต่างๆ

บริเวณที่ 1

$$\psi_{(x)}^{(\uparrow)} = \left(\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow}x} + r_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-iq_{\uparrow}x} + r_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-iq_{\downarrow}x} \right) e^{i\vec{q}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (3.10)$$

บริเวณที่ 2

$$\psi_{(x)}^{(\uparrow)} = \left(c_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ik_{\uparrow}x} + c_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ik_{\downarrow}x} + d_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} + d_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-ik_{\downarrow}x} \right) e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (3.11)$$

บริเวณที่ 3

$$\psi_{(x)}^{(\uparrow)} = \left(t_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ip_{\uparrow}x} + t_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ip_{\downarrow}x} \right) e^{i\vec{p}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (3.12)$$

กรณีที่ 2 การตกกระทบอิเล็กตรอนที่มีสปินลง ฟังก์ชันคลื่นในบริเวณต่างๆ

บริเวณที่ 1

$$\psi_{(x)}^{(\downarrow)} = \left(\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow}x} + r_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-iq_{\uparrow}x} + r_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-iq_{\downarrow}x} \right) e^{i\vec{q}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (3.13)$$

บริเวณที่ 2

$$\psi_{(x)}^{(\downarrow)} = \left(c_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ik_{\uparrow}x} + c_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ik_{\downarrow}x} + d_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-ik_{\uparrow}x} + d_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{-ik_{\downarrow}x} \right) e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (3.14)$$

บริเวณที่ 3

$$\psi_{(x)}^{(\downarrow)} = \left(t_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ip_{\uparrow}x} + t_{\downarrow} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ip_{\downarrow}x} \right) e^{i\vec{p}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (3.15)$$



เมื่อ $\psi_{(x)}^{(\uparrow)}$ คือ ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนตกกระทบบนขึ้น $\psi_{(x)}^{(\downarrow)}$ คือ ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนตกกระทบบนลง $r_{\uparrow}$ และ $r_{\downarrow}$ คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนบนขึ้นและบนลงในบริเวณที่ 1 $c_{\uparrow}$ และ $c_{\downarrow}$ คือ สัมประสิทธิ์การส่งผ่านของอิเล็กตรอนของบนขึ้นและบนลงในบริเวณที่ 2 $d_{\uparrow}$ และ $d_{\downarrow}$ คือ สัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนของบนลงในบริเวณที่ 2 $t_{\uparrow}$ และ $t_{\downarrow}$ คือ สัมประสิทธิ์การส่งผ่านของอิเล็กตรอนของขึ้นและบนลงในบริเวณที่ 3 $\vec{q}_{\parallel}$ คือ โมเมนตัมของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตบริเวณที่ 1 ในทิศทางขนานกับรอยต่อ $\vec{k}_{\parallel}$ คือ โมเมนตัมของอิเล็กตรอนในโลหะบริเวณที่ 2 ในทิศทางขนานกับรอยต่อ $\vec{p}_{\parallel}$ คือ โมเมนตัมของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตบริเวณที่ 3 ในทิศทางขนานกับรอยต่อและ $\vec{k}_{\parallel}$ คือ เวกเตอร์ตำแหน่งที่มีทิศทางขนานกับแนวรอยต่อโดยขึ้นอยู่กับมิติของระบบ

3.2.3 เงื่อนไขขอบเขต

เมื่อพิจารณาสมการของฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนในแต่ละบริเวณในแต่ละรอยต่อข้างต้นพบว่า ในสมการของฟังก์ชันคลื่นมีค่าสัมประสิทธิ์การสะท้อนและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนประกอบอยู่ในสมการของฟังก์ชันคลื่นดังกล่าว ซึ่งค่าสัมประสิทธิ์เหล่านี้เป็นองค์ประกอบสำคัญในการคำนวณค่าความนำไฟฟ้า และจากการคำนวณหาค่าความนำไฟฟ้าในบทที่ 2 จะได้ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ ดังสมการ

$$G_{1D}(eV) = \frac{Le^2}{h} T(eV) \quad (2.40)$$

จากสมการที่ (2.40) พบว่า ค่าความนำไฟฟ้าของกรณี 1 มิติ ค่าความนำไฟฟ้าขึ้นอยู่กับความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนเพียงเท่านั้นและความน่าจะเป็นของการส่งผ่านดังกล่าวสามารถคำนวณได้จากสัมประสิทธิ์ต่างๆ ที่กล่าวมาข้างต้น ดังนั้นจึงแสดงให้เห็นว่าสัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีความสำคัญและมีผลต่อการคำนวณหาค่าความนำไฟฟ้าจากทั้งหมดที่กล่าวมาสามารถคำนวณหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้โดยจากการใช้เงื่อนไขขอบเขต โดยเงื่อนไขขอบเขตมีทั้งหมด 2 ข้อ และแบ่งการพิจารณาออกเป็น 2 บริเวณดังนี้

กรณีที่ 1 การตกกระทบบนอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

บริเวณรอยต่อ ณ ที่ $x = 0$

1. ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่อเนื่องที่รอยต่อ ดังนี้

$$\psi_I(x=0) = \psi_{II}(x=0) \equiv \psi(0) \quad (3.16)$$

2. อนุพันธ์อันดับที่หนึ่งของฟังก์ชันคลื่นไม่ต่อเนื่องที่รอยต่อ เนื่องจากมีพลังงานศักย์ที่รอยต่อ

$$\left(\eta_1 \frac{d\psi_{II}}{dx} - \frac{d\psi_I}{dx} \right) \Big|_{x=0} = 2k_F Z_1 \psi(0) \quad (3.17)$$

เมื่อ $\eta_1 = \frac{m_M}{m_{F_L}}$ เป็นอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุโลหะ (m_M)

กับเฟอร์โรแมกเนต (m_{F_L})



$$Z_1\psi(0) \equiv \begin{pmatrix} Z_{01}\psi(0)_\uparrow & Z_{F1}\psi(0)_\downarrow \\ Z_{F1}\psi(0)_\uparrow & Z_{01}\psi(0)_\downarrow \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

จากสมการข้างต้นพบว่า Z_0 และ Z_F ปรากฏ โดยค่าดังกล่าวใช้อธิบายความสูงของกำแพงศักย์ ณ บริเวณ ($x=0$) เมื่อ Z_0 คือ ค่ากำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ ซึ่งกำแพงศักย์ชนิดนี้จะเกิดขึ้นเมื่อนำวัสดุสองชนิดมาต่อกัน เนื่องจากในทางปฏิบัติไม่สามารถทำให้วัสดุทั้งสองต่อเป็นเนื้อเดียวกันได้ และ Z_F คือ ค่ากำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ โดยกำแพงศักย์ชนิดนี้สามารถทำให้เกิดขึ้นได้จริงด้วยการฝังไอออนที่มีสมบัติทางด้านแม่เหล็กลงไปที่ยบริเวณรอยต่อ โดยมีค่าความสัมพันธ์กับพลังงานศักย์ ตามสมการ

$$Z_0 = \frac{2m_M U}{h^2 k_F^2} \quad (3.19)$$

$$Z_F = \frac{2m_M U}{h^2 k_F^2} \quad (3.20)$$

โดย $Z = \frac{2m_M U}{h^2 k_F^2}$ คือ ค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิง ณ รอยต่อซึ่งสามารถเขียนในรูปของเมตริกซ์เท่ากับ $\begin{bmatrix} Z_{\uparrow\uparrow} & Z_{\uparrow\downarrow} \\ Z_{\downarrow\uparrow} & Z_{\downarrow\downarrow} \end{bmatrix}$ โดยเส้นทแยงมุมหลักแทนพลังงานศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ ($Z_{\uparrow\uparrow} = Z_{\downarrow\downarrow} = Z_0$) และเส้นทแยงมุมรองแทนการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ ($Z_{\uparrow\downarrow} = Z_{\downarrow\uparrow} = Z_F$)

จากเงื่อนไขขอบเขต ข้อที่ 1 นำมาหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้จากการแทนฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนของเฟอร์โรแมกเนตดังสมการที่ (3.10) และฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนของโลหะดังสมการที่ (3.11) ลงในสมการที่ (3.16) เมื่อแทนค่าฟังก์ชันคลื่นแต่ละบริเวณจะได้สัมประสิทธิ์ต่างๆ ตามสมการต่อไปนี้

$$1 + r_\uparrow = c_\uparrow + d_\uparrow \quad (3.21)$$

$$r_\downarrow = c_\downarrow + d_\downarrow \quad (3.22)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 2 สามารถหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้จากการแทนค่าฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนสมการที่ (3.10) และ (3.11) ลงในสมการ (3.17) จะได้ดังสมการต่อไปนี้

$$\eta_1 (ikc_\uparrow - ikd_\uparrow) - (iq - iqr_\uparrow) = 2k_{F1} (Z_{01}(1 + r_\uparrow) + Z_F r_\downarrow) \quad (3.23)$$

$$\eta_1 (ikc_\downarrow - ikd_\downarrow) + iqr_\downarrow = 2k_{F1} (Z_{F1}(1 + r_\uparrow) + Z_{01}r_\downarrow) \quad (3.24)$$

บริเวณรอยต่อ ณ ที่ $x=L$

1. ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่อเนื่องที่รอยต่อ

$$\psi_{II}(x=L) = \psi_{III}(x=L) \equiv \psi(L) \quad (3.25)$$

2. อนุพันธ์อันดับที่หนึ่งของฟังก์ชันคลื่นไม่ต่อเนื่องที่รอยต่อ เนื่องจากมีพลังงานศักย์ที่รอยต่อ

$$\left(\eta_2 \frac{d\psi_{III}}{dx} - \frac{d\psi_{II}}{dx} \right) \Big|_{x=0} = 2k_F Z_2 \psi(L) \quad (3.26)$$



เมื่อ $\eta_2 = \frac{m_{F_R}}{m_M}$ เป็นอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนต (m_{F_R}) กับโลหะ (m_M)

$$Z_2\psi(L) = \begin{pmatrix} Z_{02}\psi(L)_\uparrow & Z_{F2}\psi(L)_\downarrow \\ Z_{F2}\psi(L)_\uparrow & Z_{02}\psi(L)_\downarrow \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 1 สามารถหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้โดยการแทนฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนของโลหะดังสมการที่ (3.11) และฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนของเฟอร์โรแมกเนตดังสมการที่ (3.12) ลงในสมการที่ (3.25) เมื่อแทนค่าฟังก์ชันคลื่นแต่ละบริเวณจะได้ดังสมการต่อไปนี้

$$c_\uparrow e^{ikL} + d_\uparrow e^{-ikL} = t_\uparrow e^{ipL} \quad (3.28)$$

$$c_\downarrow e^{ikL} + d_\downarrow e^{-ikL} = t_\downarrow e^{ipL} \quad (3.29)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 2 สามารถหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้จากการแทนค่าฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนสมการที่ (3.11) และ (3.12) ลงในสมการ (3.26) จะได้ดังสมการต่อไปนี้

$$\eta_2 (ipt_\uparrow e^{ipL}) - (ikc_\uparrow e^{ikL} - ikd_\uparrow e^{-ikL}) = 2k_{F2} (Z_{02}t_\uparrow e^{ipL} + Z_{F2}t_\downarrow e^{ipL}) \quad (3.30)$$

$$\eta_2 (ipt_\downarrow e^{ipL}) - (ikc_\downarrow e^{ikL} - ikd_\downarrow e^{-ikL}) = 2k_{F2} (Z_{F2}t_\uparrow e^{ipL} + Z_{02}t_\downarrow e^{ipL}) \quad (3.31)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตทั้ง 2 ข้อที่บริเวณ ($x=0$) และ ($x=L$) สามารถนำมาคำนวณหาสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนได้โดยการหาคำตอบในรูปของเมตริกซ์ จากสมการที่ (3.21) – (3.24) และ (3.28) – (3.31) จะได้เมตริกซ์ (8×8) ซึ่งมีความยากต่อการคำนวณจึงสามารถใช้โปรแกรมคอมพิวเตอร์ในการช่วยคำนวณหาค่าสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้

กรณีที่ 2 การตกกระทบอิเล็กตรอนที่มีสปินลง

ในทำนองเดียวกันการคำนวณหาสัมประสิทธิ์ทั้งหมดในกรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนสปินลง มีขั้นตอนและวิธีการคำนวณเหมือนกรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนสปินขึ้นดังนี้ บริเวณรอยต่อ ณ ที่ $x=0$ จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 1 สามารถคำนวณหาสัมประสิทธิ์ทั้งต่างๆ ได้โดยการแทนค่าฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนฝั่งเฟอร์โรแมกเนตสมการที่ (3.13) และฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนฝั่งเฟอร์โรแมกเนตสมการที่ (3.14) ลงในสมการที่ (3.16) จะได้สัมประสิทธิ์ต่างๆ ดังนี้

$$r_\uparrow = c_\uparrow + d_\uparrow \quad (3.32)$$

$$1 + r_\downarrow = c_\downarrow + d_\downarrow \quad (3.33)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 2 สามารถหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้จากการแทนค่าฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนสมการที่ (3.13) และ (3.14) ลงในสมการ (3.17) จะได้ดังสมการต่อไปนี้

$$\eta_1 (ikc_\uparrow - ikd_\uparrow) - (-iqr_\uparrow) = 2k_{F1} (Z_{01}r_\uparrow + Z_F(1+r_\downarrow)) \quad (3.34)$$

$$\eta_1 (ikc_\downarrow - ikd_\downarrow) - (iq - iqr_\downarrow) = 2k_{F1} (Z_{F1}r_\uparrow + Z_{01}(1+r_\downarrow)) \quad (3.35)$$

บริเวณรอยต่อ ณ ที่ $x=L$ จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 1 นำมาหาความสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้จากการแทนฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนฝั่งโลหะสมการที่ (3.14) และฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนฝั่งเฟอร์โรแมกเนตสมการที่ (3.15) ลงในสมการที่ (3.25) จะได้ดังสมการต่อไปนี้



$$c_{\uparrow}e^{ikL} + d_{\uparrow}e^{-ikL} = t_{\uparrow}e^{ipL} \quad (3.36)$$

$$c_{\downarrow}e^{ikL} + d_{\downarrow}e^{-ikL} = t_{\downarrow}e^{ipL} \quad (3.37)$$

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 2 สามารถหาสัมประสิทธิ์ต่างๆ ได้จากการแทนค่าฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนสมการที่ (3.14) และ (3.15) ลงในสมการ (3.26) จะได้ดังสมการต่อไปนี้

$$\eta_2 (ipt_{\uparrow}e^{ipL}) - (ikc_{\uparrow}e^{ikL} - ikd_{\uparrow}e^{-ikL}) = 2k_{F2} (Z_{02}t_{\uparrow}e^{ipL} + Z_{F2}t_{\downarrow}e^{ipL}) \quad (3.38)$$

$$\eta_2 (ipt_{\downarrow}e^{ipL}) - (ikc_{\downarrow}e^{ikL} - ikd_{\downarrow}e^{-ikL}) = 2k_{F2} (Z_{F2}t_{\uparrow}e^{ipL} + Z_{02}t_{\downarrow}e^{ipL}) \quad (3.39)$$

จากการใช้เงื่อนไขขอบเขตในการคำนวณหาค่าสัมประสิทธิ์ทั้งหมดของการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง ซึ่งได้คำตอบในรูปของเมทริกซ์ (8x8) เช่นกันกับการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น แต่คำตอบของสมการมีค่าต่างกันเนื่องจากผลของสปิน จากใช้โปรแกรมคอมพิวเตอร์ในการช่วยคำนวณหาค่าสัมประสิทธิ์ต่างๆ สามารถหาค่าสัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน $r_{\uparrow}$ $r_{\downarrow}$ และสัมประสิทธิ์การส่งผ่านของอิเล็กตรอน $t_{\uparrow}$ $t_{\downarrow}$ ได้ ดังนั้น เมื่อได้ค่าสัมประสิทธิ์ดังกล่าวแล้วสามารถนำไปหาค่าความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนได้ ซึ่งจะได้อธิบายในลำดับต่อไป

3.3 ความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน

จากการใช้เงื่อนไขขอบเขตดังกล่าวสามารถคำนวณหาค่าสัมประสิทธิ์การสะท้อนกลับและส่งผ่านของอิเล็กตรอนได้ และนำสัมประสิทธิ์ดังกล่าวมาคำนวณหาความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและส่งผ่านของอิเล็กตรอนได้ และความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและส่งผ่านดังกล่าวประกอบด้วย $R_{\uparrow}$ คือความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนสปินขึ้น $R_{\downarrow}$ คือความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนสปินลง $T_{\uparrow}$ คือความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินขึ้น และ $T_{\downarrow}$ คือความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินลง โดยความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับทั้งหมดสามารถคำนวณได้จากความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นจากสมการที่ (2.22) ในบทที่ 2 ได้ดังนี้

ในงานวิจัยนี้ศึกษาการร่อนต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อเมื่อเกิดการกระเจิงของคลื่น ณ บริเวณรอยต่อ โดยสามารถหาความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของแต่ละคลื่น ได้แก่ $j_{in}^{\uparrow}$ คือ ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นการตกกระทบของอิเล็กตรอนสปินขึ้น $j_{re}^{\uparrow}$ และ $j_{re}^{\downarrow}$ คือ ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นการสะท้อนของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลง $j_{tr}^{\uparrow}$ และ $j_{tr}^{\downarrow}$ คือ ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลง ตัวอย่างเช่นความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการตกกระทบของอิเล็กตรอน สามารถคำนวณได้ดังนี้



$$\left. \begin{aligned}
 j_{in}^{\uparrow} &= \frac{-i\hbar}{2m_{F_L}} (\psi_{in}^* \nabla \psi_{in} - \psi_{in} \nabla \psi_{in}^*) \\
 &= \frac{\hbar}{2m_{F_L} i} \left(\begin{bmatrix} 0 & 1 \end{bmatrix} e^{-iq_{\uparrow}x} \frac{d}{dx} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow}x} - \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow}x} \frac{d}{dx} \begin{bmatrix} 0 & 1 \end{bmatrix} e^{-iq_{\uparrow}x} \right) \\
 &= \frac{\hbar}{2m_{F_L} i} \left(\begin{bmatrix} 0 & 1 \end{bmatrix} e^{-iq_{\uparrow}x} \cdot iq_{\uparrow} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow}x} + \left(\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{iq_{\uparrow}x} \cdot iq_{\uparrow} \begin{bmatrix} 0 & 1 \end{bmatrix} e^{-iq_{\uparrow}x} \right) \right) \\
 &= \frac{\hbar}{2m_{F_L} i} 2iq_{\uparrow} \\
 j_{in}^{\uparrow} &= \frac{\hbar q_{\uparrow}}{m_{F_L}}
 \end{aligned} \right\} \quad (3.40)$$

ในทำนองเดียวกัน สามารถคำนวณค่าความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็น จากการแทนฟังก์ชันคลื่นแต่ละตัวลงในสมการที่ (2.22) โดยใช้วิธีการเช่นเดียวกัน สำหรับความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลง ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลง $j_{re}^{\uparrow}$ $j_{re}^{\downarrow}$ $j_{tr}^{\uparrow}$ และ $j_{tr}^{\downarrow}$ ตามลำดับ มีค่าดังนี้

$$j_{re}^{\uparrow} = \frac{\hbar q_{\uparrow}}{m_{F_L}} |r_{\uparrow}|^2 \quad (3.41)$$

$$j_{re}^{\downarrow} = \frac{\hbar q_{\downarrow}}{m_{F_L}} |r_{\downarrow}|^2 \quad (3.42)$$

$$j_{tr}^{\uparrow} = \frac{\hbar p_{\uparrow}}{m_{F_R}} |t_{\uparrow}|^2 \quad (3.43)$$

$$j_{tr}^{\downarrow} = \frac{\hbar p_{\downarrow}}{m_{F_R}} |t_{\downarrow}|^2 \quad (3.44)$$

จากความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นสมการที่ (3.40) (3.41) และ (3.42) สามารถคำนวณความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ ได้จากค่าสมบรูณ์ของความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับส่วนด้วยความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการตกกระทบ ดังนี้

ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน สำหรับอิเล็กตรอนสปินขึ้น

$$\left. \begin{aligned}
 R_{\uparrow} &= \left| \frac{j_{re}^{\uparrow}}{j_{in}^{\uparrow}} \right| \\
 R_{\uparrow} &= \frac{\frac{\hbar q_{\uparrow}}{m_{F_L}} |r_{\uparrow}|^2}{\frac{\hbar q_{\uparrow}}{m_{F_L}}} = |r_{\uparrow}|^2
 \end{aligned} \right\} \quad (3.45)$$



และสำหรับอิเล็กตรอนสปินลง

$$\left. \begin{aligned} R_{\downarrow} &= \left| \frac{j_{re}^{\downarrow}}{j_{in}^{\uparrow}} \right| \\ R_{\downarrow} &= \frac{\hbar q_{\downarrow}}{m_{F_L}} \frac{|r_{\downarrow}|^2}{\hbar q_{\uparrow}} = \frac{q_{\downarrow}}{q_{\uparrow}} |r_{\downarrow}|^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.46)$$

สำหรับความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน คำนวณได้จากค่าสมบรูณ์ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการส่งผ่านส่วนด้วยความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของการตกกระทบจากสมการที่ (3.40) (3.43) และ (3.44) ดังแสดงต่อไปนี้

ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน สำหรับอิเล็กตรอนสปินขึ้น

$$\left. \begin{aligned} T_{\uparrow} &= \left| \frac{j_{tr}^{\uparrow}}{j_{in}^{\uparrow}} \right| \\ T_{\uparrow} &= \frac{\hbar p_{\uparrow}}{m_{F_R}} \frac{|t_{\uparrow}|^2}{\hbar q_{\uparrow}} = \frac{m_{F_L} p_{\uparrow}}{m_{F_R} q_{\uparrow}} |t_{\uparrow}|^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.47)$$

และสำหรับอิเล็กตรอนสปินลง

$$\left. \begin{aligned} T_{\downarrow} &= \left| \frac{j_{tr}^{\downarrow}}{j_{in}^{\uparrow}} \right| \\ T_{\downarrow} &= \frac{\hbar p_{\downarrow}}{m_{F_R}} \frac{|t_{\downarrow}|^2}{\hbar q_{\uparrow}} = \frac{m_{F_L} p_{\downarrow}}{m_{F_R} q_{\uparrow}} |t_{\downarrow}|^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.48)$$

จากสมการที่ (3.45) (3.46) (3.47) และ (3.48) เป็นสมการความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน ซึ่งทั้ง 4 สมการจะขึ้นอยู่กับทิศทางของสปินในอิเล็กตรอนด้วย อย่างไรก็ตาม เพื่อเป็นการพิสูจน์ว่าผลการคำนวณความน่าจะเป็นต่างๆ ถูกต้อง โดยพิจารณาจากผลรวมของความน่าจะเป็นดังกล่าว ซึ่งผลรวมจะมีค่าเท่ากับหนึ่ง เนื่องจากความน่าจะเป็นจะมีค่าสูงสุดเท่ากับหนึ่งตามหลักการพื้นฐานทางกลศาสตร์ควอนตัม



แมกเนตมีค่าน้อยกว่าวัสดุโลหะ ในทางตรงกันข้าม จะมีกำแพงศักย์เกิดขึ้นเมื่อมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตมากกว่าวัสดุโลหะอันเป็นผลทำให้ความน่าจะเป็นการส่งผ่านลดน้อยลง ซึ่งกำแพงศักย์ดังกล่าวเกิดจากการสะสมของประจุบริเวณรอยต่อ ทั้งนี้เนื่องจากอิเล็กตรอนในฝั่งเฟอร์โรแมกเนตที่มีมวลยังผลของอิเล็กตรอนมากจะเคลื่อนที่ช้ากว่าอิเล็กตรอนในฝั่งโลหะที่มีมวลยังผลของอิเล็กตรอนน้อย จึงทำให้อิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ช้าผลักอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่เร็วกว่าให้เคลื่อนที่ช้าลงและสะสมอยู่ที่บริเวณรอยต่อ

5.1.4 ผลของความหนาของชั้นโลหะ (ชั้นกลาง) : L

จากการพิจารณาผลของความหนาของชั้นโลหะ(ชั้นกลาง)ทำให้ทราบว่า เมื่อเพิ่มความหนาของวัสดุโลหะมีค่าเพิ่มขึ้น คาบของความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีการแกว่งกวัดมากขึ้นด้วยเช่นกัน ซึ่งการแกว่งกวัดของสเปกตรัมของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนเกิดการการเพิ่มวัสดุชั้นกลางเข้ามาในรอยต่อ สังเกตได้จากการศึกษาในหัวข้อที่ผ่านมาโดยศึกษาการส่งผ่านรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะ/โลหะแบบหนึ่งรอยพบว่าไม่มีการแกว่งกวัดเกิดขึ้น

5.2 ข้อเสนอแนะ

จากการศึกษาเชิงทฤษฎีการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อในกรณี 1 มิติ มีข้อเสนอแนะสำหรับผู้สนใจศึกษา คือ การศึกษาผลของมิติต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในระบบรอยต่อดังกล่าว เพื่อศึกษาผลของมิติที่มากขึ้นต่อความนำไฟฟ้าเพื่อนำผลมาเปรียบเทียบกับการศึกษาในกรณี 1 มิติ



บทที่ 4

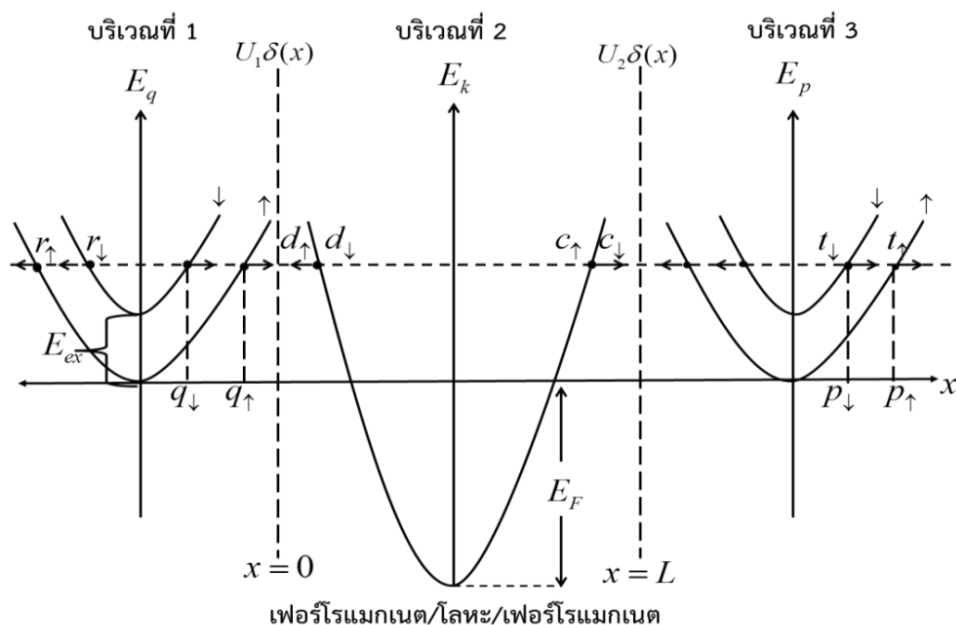
ผลการศึกษา

ในบทนี้ประกอบด้วยการศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าที่เกิดจากการส่งผ่านรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อที่มีวัสดุต่างกันทั้งสามชนิด โดยเริ่มศึกษาจากผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ประกอบไปด้วย ความหนาของวัสดุโลหะ(ชั้นกลาง) มวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ กำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับต่อความนำจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) โดยพิจารณาเป็น 2 หัวข้อคือ การตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปีนขึ้นและสปีนลงและความนำจะเป็นของการส่งผ่านดังกล่าวมาคำนวณหาความนำไฟฟ้าโดยพิจารณาจากลักษณะทิศทางของแมกเนไทเซชันของวัสดุเฟอร์โรแมกเนตแบบขนานกัน

4.1 ผลของความหนาของวัสดุโลหะ(ชั้นกลาง) (L) ต่อความนำจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปีนขึ้นและสปีนลง

4.1.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปีนขึ้น

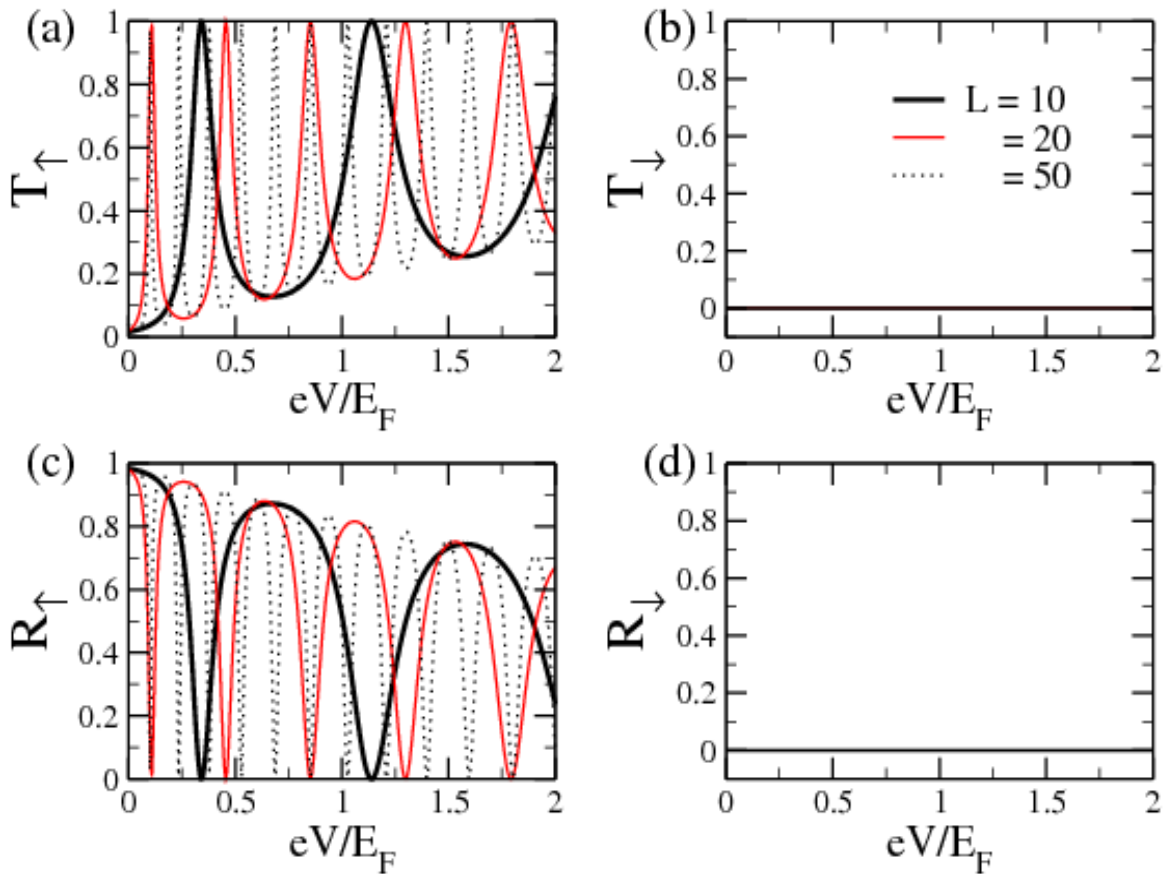
การศึกษาผลของความหนาของวัสดุโลหะต่อความนำจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน โดยศึกษาความหนาของวัสดุโลหะตั้งแต่ตำแหน่ง ($x=0$) ถึง ($x=L$) ดังในภาพประกอบ 4.1



ภาพประกอบ 4.1 แสดงความหนาของวัสดุโลหะตั้งแต่ตำแหน่ง ($x=0$) ถึง ($x=L$) ในรอยต่อของวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนต ในระบบ 1 มิติ



กำหนดให้มวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุแต่ละบริเวณมีค่าเท่ากัน $\eta_1 = \eta_2 = 1$ ค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ $Z_{01} = Z_{02} = 1$ และความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้การกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ $Z_{F1} = Z_{F2} = 0$ กำหนดความหนาของวัสดุโลหะมีค่า ดังนี้ $L = 10$ 20 และ 50 โดยความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น ดังแสดงในภาพประกอบ 4.2



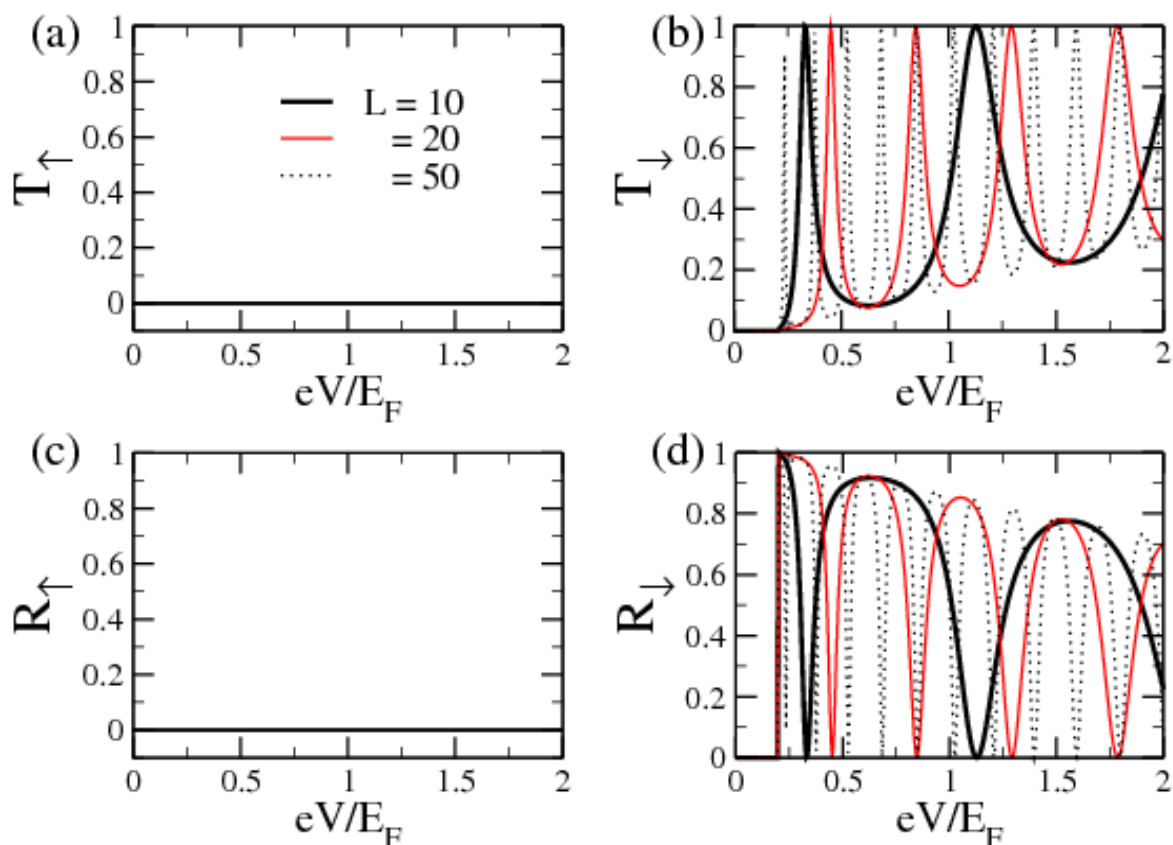
ภาพประกอบ 4.2 แสดงผลของความหนาของวัสดุโลหะ (L) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.2 พบว่า ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนเกิดขึ้นเฉพาะ $T_{\uparrow}$ และ $R_{\uparrow}$ ในทางตรงข้าม $T_{\downarrow}$ และ $R_{\downarrow}$ มีค่าเป็นศูนย์ กล่าวคือ ในกรณีอิเล็กตรอนที่มีสปินลงไม่พบความน่าจะเป็นดังกล่าว เนื่องจากการศึกษาผลของการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นซึ่งจะส่งผลเฉพาะผลของความน่าจะเป็นการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนสปินขึ้นเท่านั้น และในกรณีนี้ได้กำหนดให้ $Z_{01} = Z_{02} = 1$ และ $Z_{F1} = Z_{F2} = 0$ เพื่อพิจารณาผลของความหนาของโลหะต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนเพียงอย่างเดียวโดยที่ไม่มีผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้การกระเจิงแบบสปินพลิกกลับเข้ามา



เกี่ยวข้อง เมื่อเปลี่ยนความหนาของวัสดุโลหะให้มีค่าเพิ่มขึ้นค่าของความน่าจะเป็นดังกล่าวจะมีการแกว่งกวัดมากขึ้นด้วยเช่นกัน ซึ่งการแกว่งกวัดของความน่าจะเป็นนี้เกิดจากการเพิ่มวัสดุชั้นกลางเข้ามาในรอยต่อ สังเกตได้จากการศึกษาในหัวข้อที่ผ่านมาโดยศึกษาการส่งผ่านในระบบรอยต่อของวัสดุระหว่างโลหะ/โลหะแบบหนึ่งรอยพบว่า ไม่มีการแกว่งกวัดเกิดขึ้น

4.1.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง



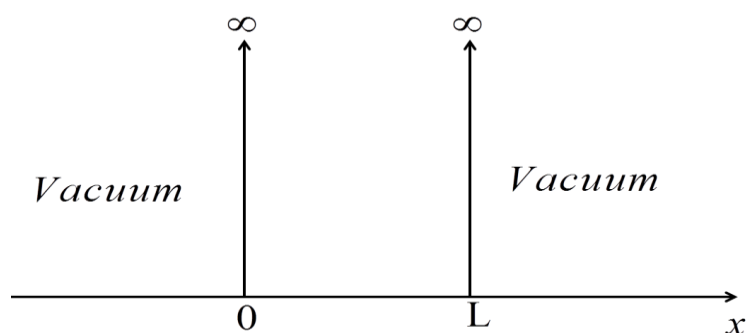
ภาพประกอบ 4.3 แสดงผลของความหนาของวัสดุโลหะ (L) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง

จากภาพประกอบ 4.3 พบว่า ผลของความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีความคล้ายกับภาพประกอบ 4.2 โดยกรณีดังกล่าวเป็นการพิจารณาการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น แต่ในกรณีนี้เป็นการพิจารณาการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง นั่นคือ Z_0 ไม่ทำให้สปินของอิเล็กตรอนเปลี่ยนทิศทาง ดังนั้น $T_{\uparrow}$ และ $R_{\uparrow}$ จึงมีค่าเป็นศูนย์ นอกจากนี้เมื่อพิจารณาความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนดังภาพประกอบ 4.3(b) และ 4.3(d) พบว่า ค่าความน่าจะเป็นดังกล่าวเริ่มขึ้นที่บริเวณ $eV \approx 2E_{ex}$ ซึ่งตรงกับจุดต่ำสุดของแถบพลังงานรองดังแสดงในภาพประกอบ 4.1 ซึ่งวัสดุเฟอร์โรแมกเนตประกอบด้วยแถบพลังงานหลัก



และแถบพลังงานรองที่มีระยะห่างระหว่างสองแถบพลังงานเท่ากับ $2E_{ex}$ โดยผลการคำนวณนี้ได้กำหนดพลังงานแลกเปลี่ยนของเฟอร์โรแมกเนต $E_{ex} = 0.1$

เมื่อพิจารณาการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุโลหะ จากภาพประกอบ 4.2 พบว่า ในกรณีที่ค่ากำแพงศักย์ที่รอยต่อทั้งสองเท่ากัน ซึ่งถูกกำหนดโดยเตลต้าฟังก์ชันให้กำแพงศักย์จะมีค่าเฉพาะที่รอยต่อโดยมีค่านันต์เป็นผลให้เกิดการส่งผ่านและการสะท้อนกลับแบบพฤติกรรมการแกว่งกวัด กล่าวคือ อนุภาคจะประพฤติตัวเหมือนอนุภาคที่ถูกกักอยู่ในบ่อศักย์ (Potential wells) ซึ่งจะมีพลังงานได้เพียงบางค่า โดยสมการที่ใช้ในการอธิบายพฤติกรรมของอนุภาคสามารถพิจารณาได้จากสมการชเรอดิงเงอร์ ในที่นี้จะจำลองสถานการณ์ที่อนุภาค (อิเล็กตรอน) ถูกกักอยู่ในบ่อศักย์ดังนี้



ภาพประกอบ 4.4 แบบจำลองสถานการณ์ที่อนุภาคถูกกักอยู่ในบ่อศักย์ใน 1 มิติ และมีความสูงอนันต์ ความกว้างของบ่อศักย์ L

จากสมการชเรอดิงเงอร์ พิจารณาอนุภาคที่ถูกขังอยู่ในบ่อ $0 \leq x \leq L$ ภายในบ่อ $V(x) = 0$ จะได้

$$-\frac{h^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi(x) = E\psi(x) \quad (4.1)$$

จากสมการ (4.1) สามารถแก้สมการหาค่าเจาะจงและฟังก์ชันเจาะจง ดังสมการที่ (4.2) และ (4.3) ตามลำดับ

$$E_n = \frac{h^2 k^2}{2m} \quad (4.2)$$

เมื่อ k คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของอิเล็กตรอน

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \quad (4.3)$$

เนื่องจากสมการ (4.3) มีค่าสัมประสิทธิ์ A และ B ซึ่งสามารถหาค่าสัมประสิทธิ์ต่างๆได้จากเงื่อนไขขอบเขต ดังนี้

$$\psi(x=0) = \psi(x=L) = 0 \quad (4.4)$$



เมื่อที่ $\psi(x=0)=0$ เนื่องจากไม่มีอิเล็กตรอนที่ทะลุผ่านไปได้ สามารถเขียนสมการได้ดังนี้

$$\psi(x=0) = A + B = 0 \quad (4.5)$$

และ $\psi(x=L)=0$ จะได้

$$\psi(x=L) = Ae^{ikL} + Be^{-ikL} = 0 \quad (4.6)$$

จากสมการที่ (4.6) สามารถหาค่าสัมประสิทธิ์ A ได้ดังนี้

$$A = \frac{-Be^{-ikL}}{e^{ikL}} = Be^{-2ikL} \quad (4.7)$$

และเมื่อนำสมการ (4.7) แทนลงในสมการ (4.5) จะสามารถหาค่าสัมประสิทธิ์ B ได้

$$\begin{aligned} Be^{-2ikL} + B &= 0 \\ B(1 - e^{-2ikL}) &= 0 \end{aligned} \quad (4.8)$$

เมื่อ $B \neq 0$ ดังนั้น

$$(1 - e^{-2ikL}) = 0 \quad (4.9)$$

จากสมการ (4.9) จะเป็นจริงก็ต่อเมื่อ $2kL = 2n\pi$ จะได้

$$k = \frac{n\pi}{L} \quad (4.10)$$

แทนสมการ (4.10) ลงในสมการ (4.2) จะได้ระดับพลังงานเจาะจงของอนุภาคในบ่อศักย์ คือ

$$E_n = \frac{h^2}{2mL^2} (n\pi)^2 \quad (4.11)$$

เมื่อ n คือ เลขควอนตัม (Quantum number) ที่แสดงสถานะของพลังงานของอนุภาคในระบบ $n = 1, 2, 3, \dots$ และ L คือความกว้างของบ่อศักย์

จากสมการ 4.11 สามารถนำไปใช้หาพลังงานของอนุภาคที่เป็นไปได้ในบ่อศักย์ เมื่ออนุภาคถูกกักอยู่ในบ่อศักย์ที่มีความกว้าง L ซึ่งสามารถนำมาอธิบายการการกวัดแกว่งที่เกิดจากการเพิ่มวัสดุชั้นกลางเข้ามาในรอยต่อ เมื่อพิจารณาภาพประกอบ 4.1 และ 4.4 พบว่าความกว้างของบ่อศักย์ถูกกำหนดให้มีค่าเท่ากับ L ดังนั้น พลังงานของระบบจึงไม่ต่อเนื่อง อย่างไรก็ตาม พลังงานจะต่อเนื่องในกรณีที่บ่อศักย์มีความกว้างยาวอนันต์ และจากภาพประกอบ 4.2 และ 4.3 สามารถสรุปได้ว่า เมื่อพลังงานเพิ่มขึ้นความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจะมากขึ้นด้วยเช่นกัน อย่างไรก็ตาม ตำแหน่งสูงสุดของการสั่นพ้อง (Resonance peak) ที่แสดงถึงระดับพลังงานที่ไม่ต่อเนื่องจะมีค่าสูงสุดเท่ากับหนึ่ง ซึ่งเป็นค่าสูงสุดของค่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน และเมื่อความยาว



ระหว่างรอยต่อ(ความหนาของวัสดุโลหะ)เพิ่มมากขึ้น ทำให้จำนวนคาบของความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านมีค่าเพิ่มขึ้นเช่นกัน

4.2 ผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ (η) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง

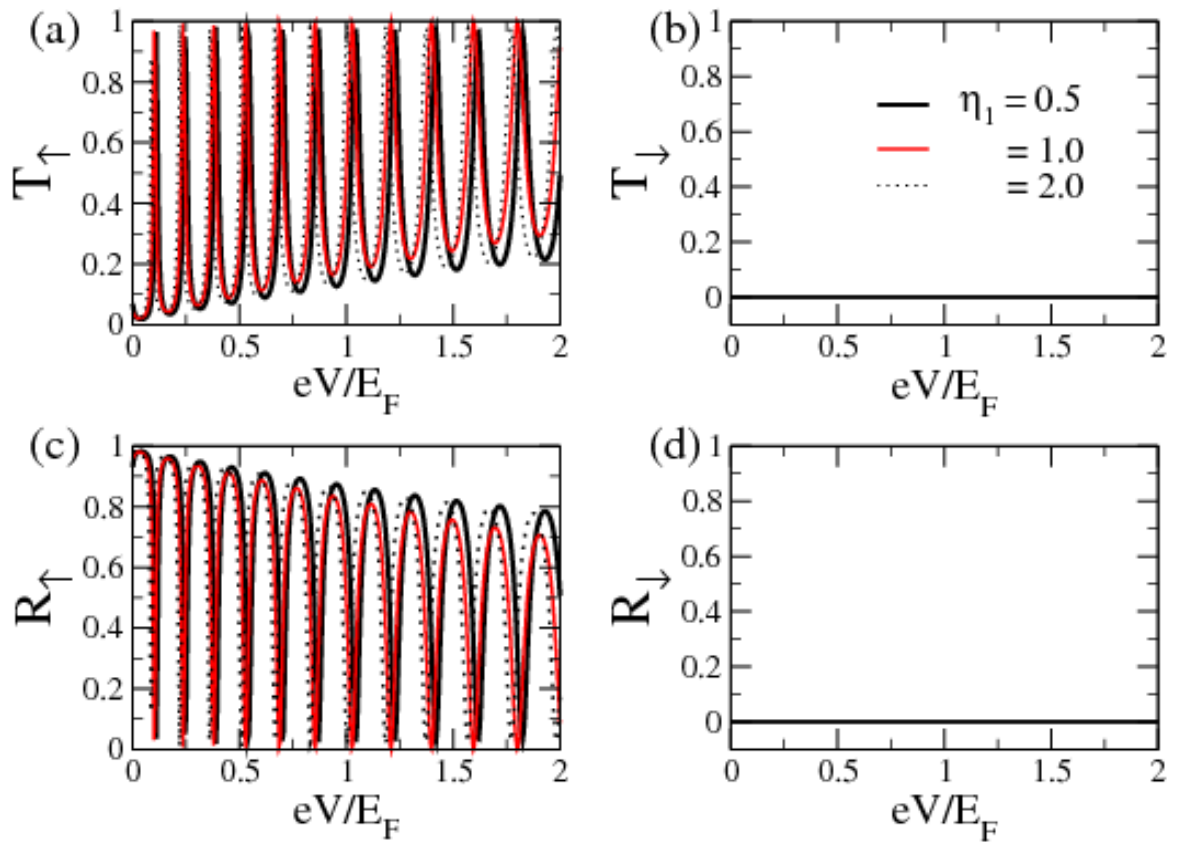
จากหัวข้อที่ผ่านมาได้ศึกษาผลของความหนาของวัสดุโลหะ โดยจากการศึกษาดังกล่าวได้กำหนดให้อัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนมีค่าเท่ากัน $\eta_1 = \eta_2 = 1$ เพื่อจะศึกษาเฉพาะผลของความหนาของวัสดุโลหะต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนเท่านั้น แต่ในวัสดุจริงพบว่ามวลยังผลของอิเล็กตรอนมีค่าไม่เท่ากัน จากการศึกษการส่งผ่านรอยต่อโลหะ/โลหะในบทที่ 2 ในหัวข้อที่ 2.5.3 ได้อธิบายผลของมวลยังของอิเล็กตรอนต่อค่าความนำไฟฟ้า โดยมวลยังผลของอิเล็กตรอนมีความสัมพันธ์กับความเร็วกลุ่ม ซึ่งสามารถอธิบายได้ว่าอิเล็กตรอนที่มีมวลยังผลมากจะมีความเร็วกลุ่มน้อยหรือเคลื่อนที่ช้าและอิเล็กตรอนที่มีมวลยังผลน้อยจะมีลักษณะตรงข้าม และงานวิจัยนี้ศึกษาผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนดังนี้ $\eta_1 = \frac{m_M}{m_{F_L}}$ เป็นอัตราส่วนของมวลยังผลของ

อิเล็กตรอนในวัสดุโลหะ (m_M) กับเฟอร์โรแมกเนต (m_{F_L}) และ $\eta_2 = \frac{m_{F_R}}{m_M}$ เป็นอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนต (m_{F_R}) กับโลหะ (m_M) โดยมีผลการศึกษาดังนี้

4.2.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

การศึกษาผลของอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ (η_1) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน โดยกำหนดให้ความหนาของวัสดุโลหะ $L = 50$ อัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอน $\eta_2 = 1$ ค่ากำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ $Z_{01} = Z_{02} = 1$ และ $Z_{F1} = Z_{F2} = 0$ กำหนด $\eta_1 = 0.5$ 1.0 และ 2.0 โดยความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนดังแสดงในภาพประกอบ 4.5



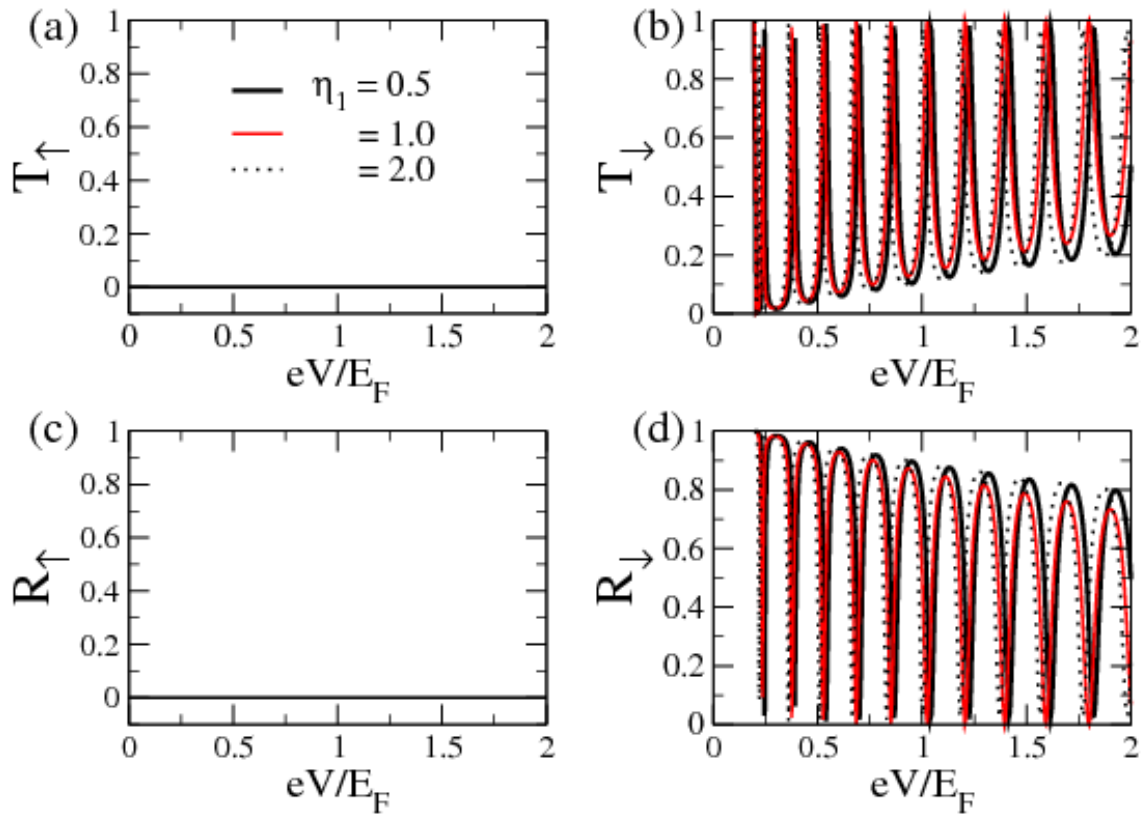


ภาพประกอบ 4.5 แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_1) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.5 พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนยังคงเกิดขึ้นเฉพาะ $T_\uparrow$ และ $R_\uparrow$ เมื่อ $\eta_1 = 0.5, 1.0$ และ 2.0 พิจารณาลักษณะของเส้นกราฟพบว่ามีความคล้ายกันทั้ง 3 กรณีน พิจารณาความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนที่เกิดจากการเปลี่ยนอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ η_1 พบว่า ในช่วงระดับพลังงานต่ำ ($eV < E_F$) ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนทั้ง 3 กรณีมีค่าใกล้เคียงกันมาก เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานสูง ($eV > E_F$) พบว่าแอมพลิจูดของความน่าจะเป็นดังกล่าวมีความแตกต่างกัน โดยความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีค่ามากที่สุดเมื่อ $\eta_1 = 1$ และน้อยสุดเมื่อ $\eta_1 = 0.5$ ส่วนความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีค่าตรงข้ามกับความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน ซึ่งสามารถอธิบายได้ว่าอิเล็กตรอนมวลมากเคลื่อนที่ไปอิเล็กตรอนมวลน้อย กล่าวคือ ถ้าฝั่งเฟอร์โรแมกเนตมีมวลยังผลของอิเล็กตรอนมากกว่าฝั่งโลหะจะทำให้อิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตเคลื่อนที่ช้า ดังนั้น อิเล็กตรอนในวัสดุโลหะซึ่งเคลื่อนที่เร็วกว่าจะถูกผลักให้เคลื่อนที่ช้าลง จึงเกิดการสะสมของประจุบริเวณรอยต่อจึงส่งผลให้อิเล็กตรอนจะถูกสะท้อนออกมามาก



4.2.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง



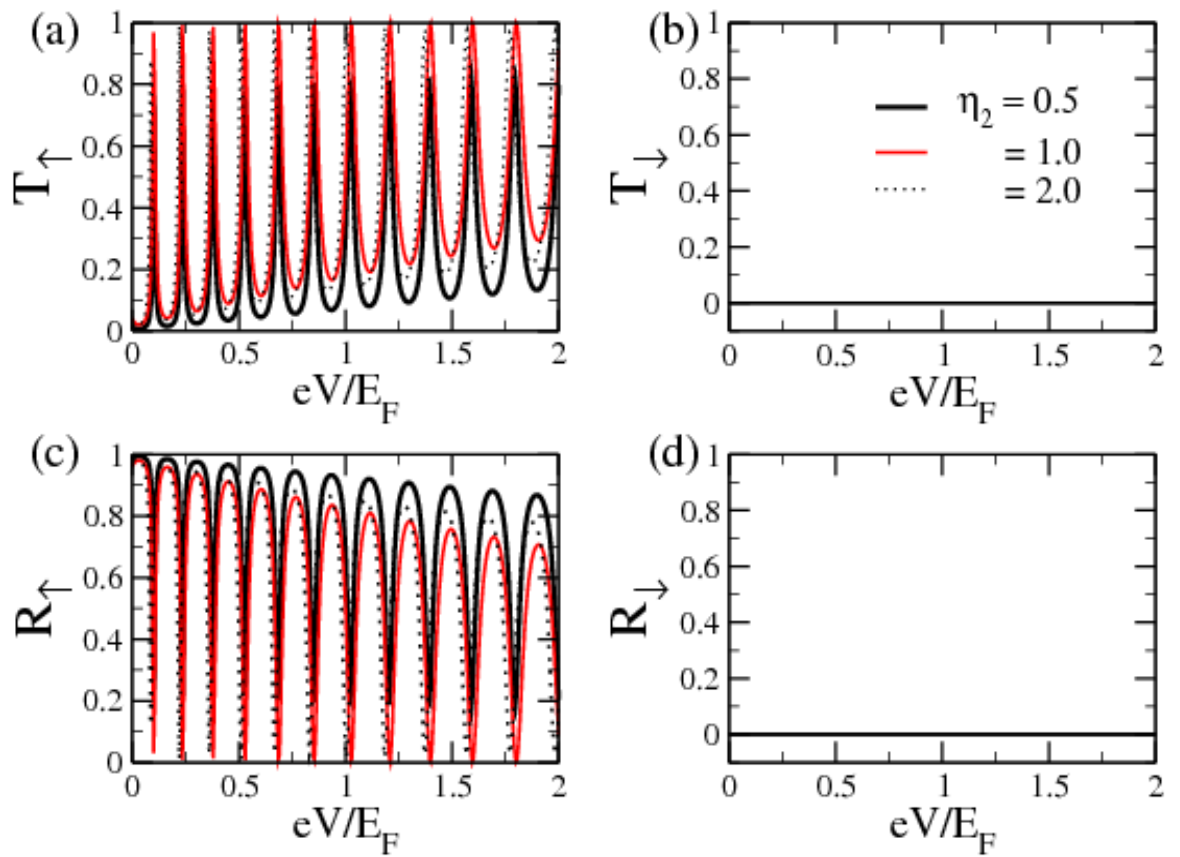
ภาพประกอบ 4.6 แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_1) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง

จากภาพประกอบ 4.6 เมื่อเปลี่ยนอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกกับวัสดุโลหะ η_1 พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนยังคงเกิดขึ้นเฉพาะ $T_\uparrow$ และ $R_\uparrow$ และพิจารณาความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนพบว่า ผลของความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีความคล้ายกับกรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง ดังแสดงในภาพประกอบ 4.5 และยังพบว่า จุดเริ่มต้นของเส้นกราฟยังเริ่มต้นที่ $eV \approx 2E_{ex}$ ซึ่งพลังงานแลกเปลี่ยนของเฟอร์โรแมกเนตยังคงถูกกำหนดให้มีค่า $E_{ex} = 0.1$

4.2.3 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

การศึกษาผลของอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ (η_2) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน พารามิเตอร์ต่างๆยังคงถูกกำหนดให้มีค่าเหมือนกรณีผลของอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ η_1 และกำหนดให้ $\eta_2 = 0.5, 1.0$ และ 2 โดยความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน ดังแสดงในภาพประกอบ 4.7



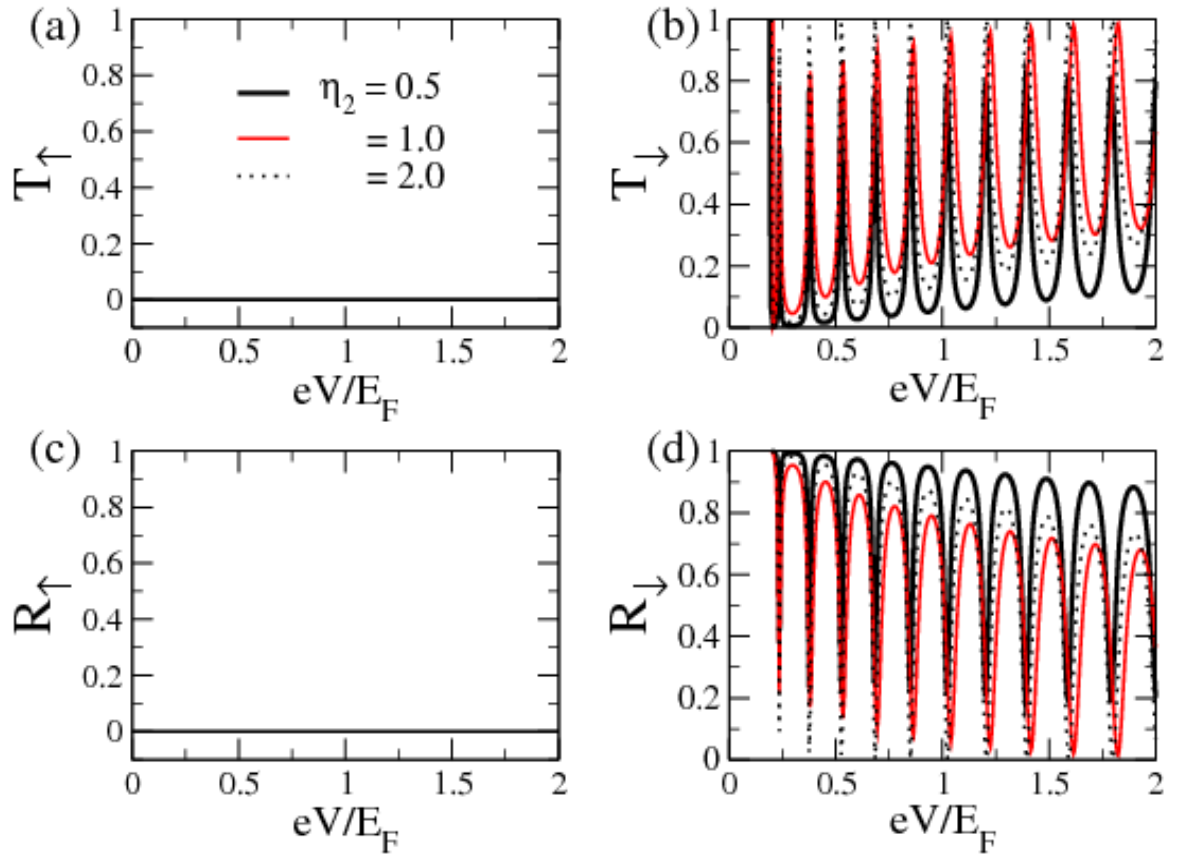


ภาพประกอบ 4.7 แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_2) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.7 เมื่อเปลี่ยนอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุโลหะกับวัสดุเฟอร์โรแมกเนตเป็น $\eta_2 = 0.5$ 1.0 และ 2 พบว่า ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีค่าสูงเมื่อ $\eta_2 = 1.0$ และเมื่อ $\eta_2 = 0.5$ ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านดังกล่าวจะมีค่าต่ำสุด และในทางตรงข้ามความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีค่าสูงสุดเมื่อ $\eta_2 = 0.5$ ซึ่งผลการศึกษามีความคล้ายกับผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ η_1 ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น



4.2.4 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง



ภาพประกอบ 4.8 แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน (η_2) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง

จากภาพประกอบ 4.8 เมื่อเปลี่ยนอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนติกกับวัสดุโลหะ η_2 พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนยังคงเกิดขึ้นเฉพาะ $T_{\uparrow}$ และ $R_{\uparrow}$ และพิจารณาความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนพบว่า ผลของความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีความคล้ายกับกรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง ดัง และยังพบว่า จุดเริ่มต้นของเส้นกราฟยังเริ่มต้นที่ $eV \approx 2E_{ex}$ เช่นเดิม



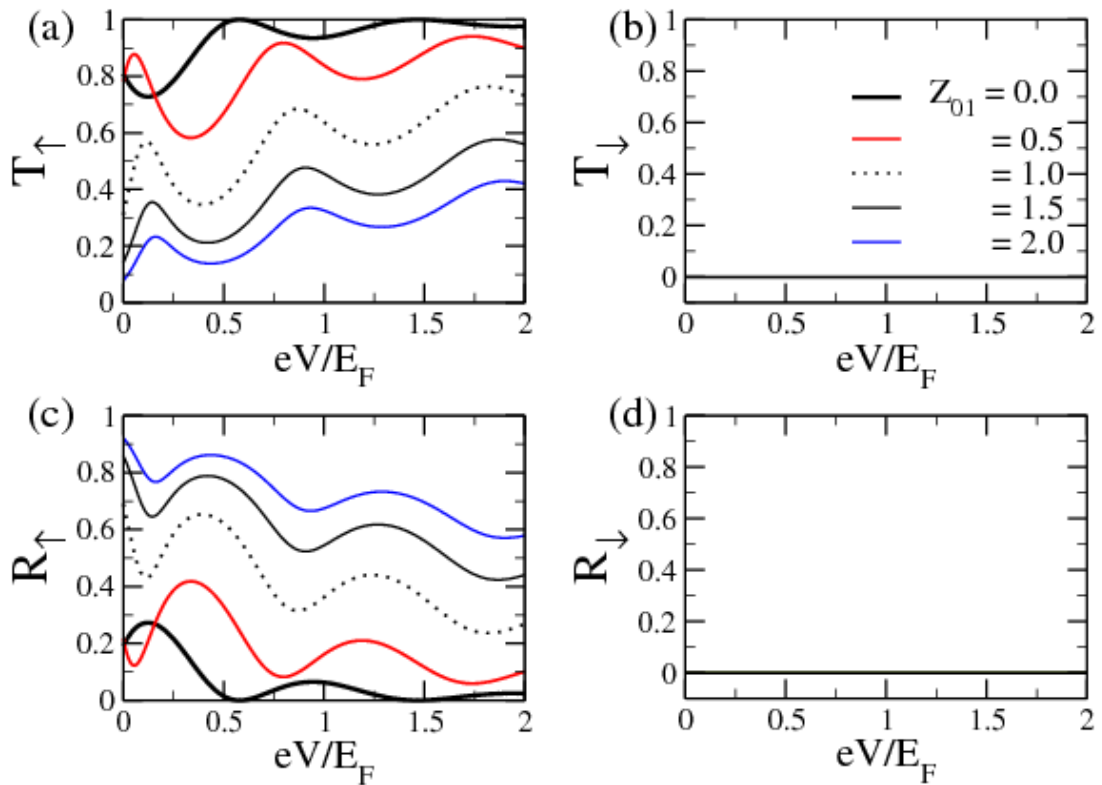
4.3 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง

จากการศึกษาผลของกำแพงศักย์ต่อการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะ/โลหะพบว่า เมื่อไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ อิเล็กตรอนจะสามารถส่งผ่านรอยต่อไปได้ทั้งหมดซึ่งเป็นไปตามทฤษฎีทางกลศาสตร์ควอนตัม จากการศึกษาข้างต้นถือเป็นพื้นฐานสำคัญในการศึกษาวิจัยการส่งผ่านรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ โดยงานวิจัยนี้ศึกษากำแพงศักย์ที่รอยต่อทั้ง 2 รอยต่อ ที่ตำแหน่ง ($x=0$) และ ($x=L$) และกำแพงศักย์ดังกล่าวค่าความแรงของกำแพงศักย์ต่างกันซึ่งประกอบด้วยกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) และกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) โดยในหัวข้อนี้ได้ศึกษาผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ ดังนี้

4.3.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

การศึกษาผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{01}) ที่ตำแหน่ง ($x=0$) ดังแสดงตามภาพประกอบ 4.1 ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยความหนาของวัสดุโลหะยังคงถูกกำหนดให้มีค่า $L=10$ มวลยังผลของอิเล็กตรอนมีค่าเท่ากัน $\eta_1 = \eta_2 = 1$ ค่ากำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ $Z_{02} = 0$ กำหนดให้ไม่มีความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ $Z_{F1} = Z_{F2} = 0$ และกำหนด $Z_{01} = 0.0 \ 0.5 \ 1.0 \ 1.5$ และ 2.0 ซึ่งความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน แสดงได้ดังภาพประกอบ 4.9



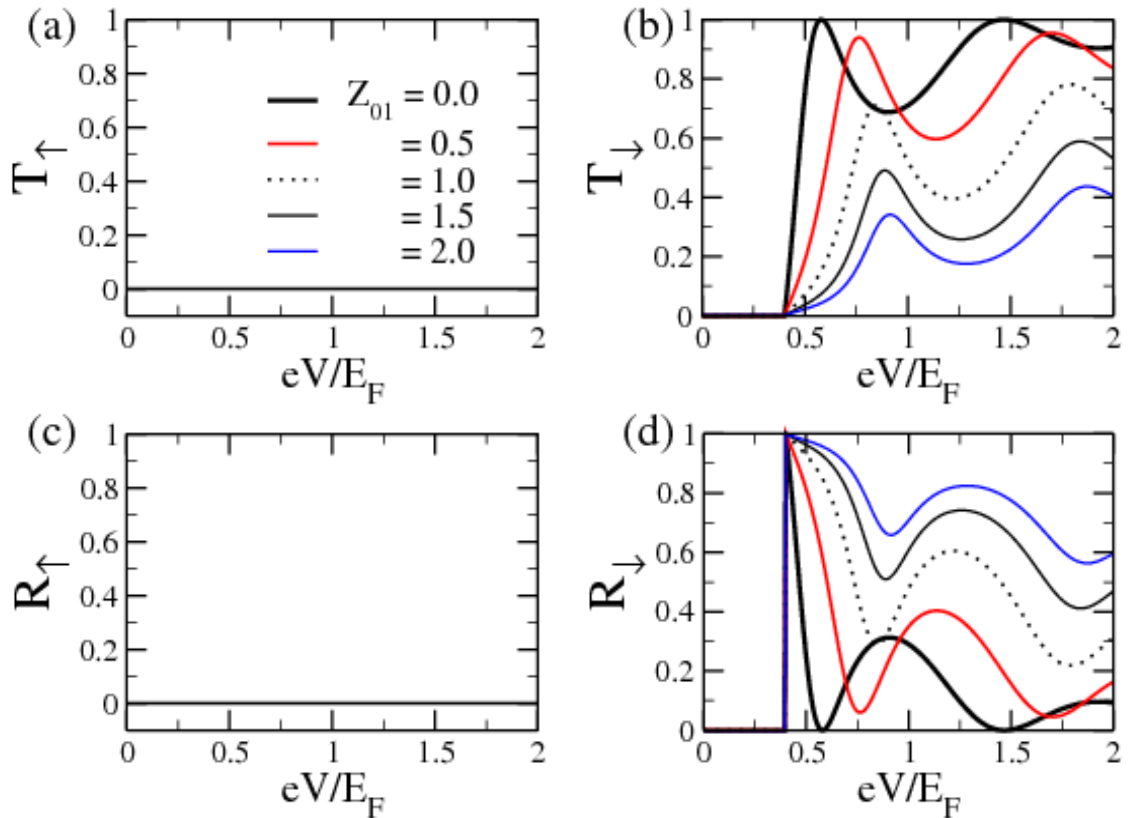


ภาพประกอบ 4.9 แสดงผลของความแรงของกัมพางค์กัที่ำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.9 พบว่า ความน่าจะเป็นของการการส่งผ่านและสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนก็ยังเกิดขึ้นเฉพาะ $T_{\uparrow}$ และ $R_{\uparrow}$ เช่นเดิม จากภาพประกอบ 4.9 (a) และ 4.9 (c) เมื่อพิจารณาความแรงของกัมพางค์กัเพิ่มขึ้น มีผลทำให้ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านอิเล็กตรอนมีค่าลดลง แต่ในทางกลับกันความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีค่าเพิ่มขึ้น ทั้งนี้เนื่องจากถ้าความแรงของกัมพางค์กัที่ร่อยต่อสูงขึ้น อิเล็กตรอนจะถูกส่งผ่านร่อยต่อไปได้น้อย เมื่ออิเล็กตรอนผ่านไปได้น้อยการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจึงมีค่าเพิ่มขึ้นซึ่งเป็นไปตามหลักทางกลศาสตร์ควอนตัม ซึ่ง Z_{01} จะทำหน้าที่ลดค่าความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอน $T_{\uparrow}$ มีค่าลดลง ดังนั้น Z_{01} ไม่มีผลต่อการเปลี่ยนแปลงทิศทางสปิน จึงไม่ส่งผลให้เกิดความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนของ $T_{\downarrow}$ และ $R_{\downarrow}$ ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนดังกล่าวจึงมีค่าเป็น 0



4.3.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง



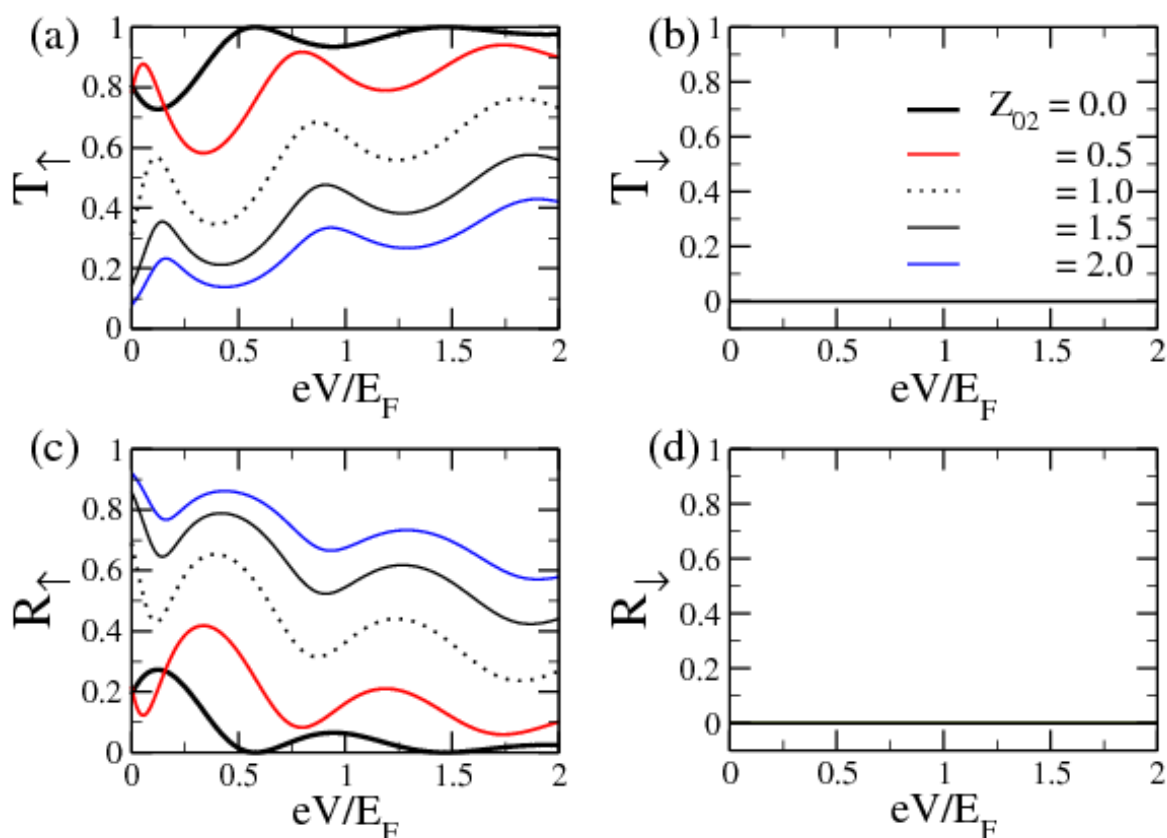
ภาพประกอบ 4.10 แสดงผลของความแรงของกัมพางค์กัทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.10 พบว่า ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนยังเกิดขึ้นเฉพาะ $T_{\downarrow}$ และ $R_{\downarrow}$ เช่นเดิม จากภาพประกอบ 4.10 (b) และ 4.10(d) พบว่า เมื่อค่าความแรงของกัมพางค์กัทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติเพิ่มขึ้น ทำให้ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนลดลงและความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนก็จะเพิ่มมากขึ้น ซึ่ง Z_{01} จะทำหน้าที่ลดค่าความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอน $T_{\downarrow}$ มีค่าลดลงเช่นเดียวกันกับการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและเมื่อพิจารณาลักษณะของเส้นกราฟของความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีลักษณะคล้ายคลึงกับกราฟของกรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น แต่ต่างกันที่จุดเริ่มต้นของเส้นกราฟเท่านั้นเอง โดยจุดเริ่มต้นของเส้นกราฟยังเริ่มต้นที่ $eV \approx 2E_{ex}$ ซึ่งพลังงานแลกเปลี่ยนของเฟอร์โรแมกเนติกกำหนดให้มีค่า $E_{ex} = 0.2$



4.3.3 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

การศึกษาผลของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{02}) ที่ตำแหน่ง ($x = L$) ดังแสดงตามภาพประกอบ 4.1 ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนดพารามิเตอร์ต่างๆ ให้เท่ากับกรณีการศึกษาผลของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{01}) โดยกำหนด $Z_{01} = 0.0 \ 0.5 \ 1.0 \ 1.5$ และ 2.0 ซึ่งความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน แสดงได้ดังภาพประกอบ 4.11



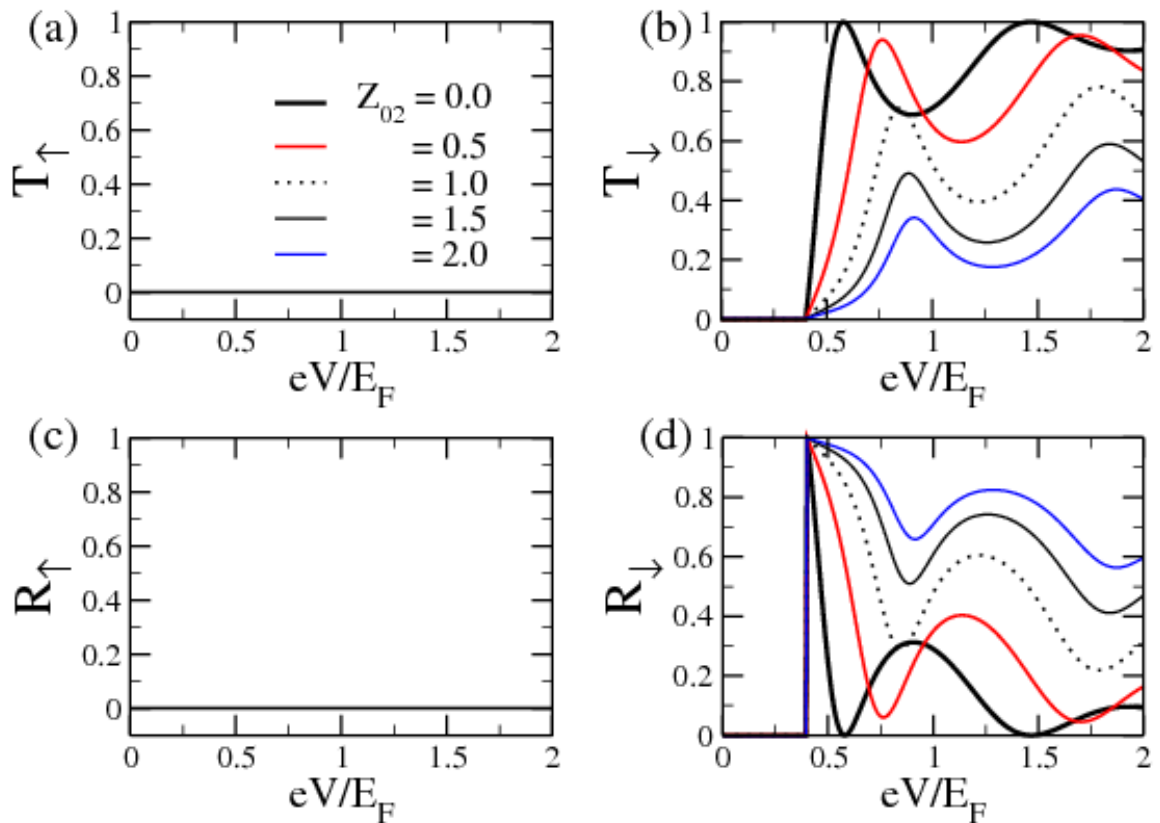
ภาพประกอบ 4.11 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.11 พบว่า เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกำลังไฟฟ้าทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{02} พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีลักษณะมีการลดหรือเพิ่มคล้ายกับความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนของการเปลี่ยนค่าความแรงของกำลังไฟฟ้าทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{01} ดังแสดงในภาพประกอบ 4.9 ทั้งนี้เนื่องจากการเปลี่ยนค่าความแรงของกำลังไฟฟ้าทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{02} จะกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำลังไฟฟ้าทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{01} เปรียบเสมือนไม่มีกำลัง



ศักย์ที่ตำแหน่ง ($x=0$) จึงส่งผลให้มีกำแพงศักย์เฉพาะที่ ($x=L$) ดังนั้น ตำแหน่งของกำแพงศักย์ไม่มีผลต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านอิเล็กตรอน ผลของการเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{01} และ Z_{02} จึงมีค่าเหมือนกัน

4.3.4 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง



ภาพประกอบ 4.12 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง

จากภาพประกอบ 4.12 เมื่อเปลี่ยนความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{02} พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีลักษณะการลดและเพิ่มเหมือนการการเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{01} ซึ่งเป็นไปตามหลักการทางควอนตัม ทั้งนี้ตำแหน่งของกำแพงศักย์ไม่มีผลต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านอิเล็กตรอน ผลของการเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{01} และ Z_{02} จึงเหมือนกัน



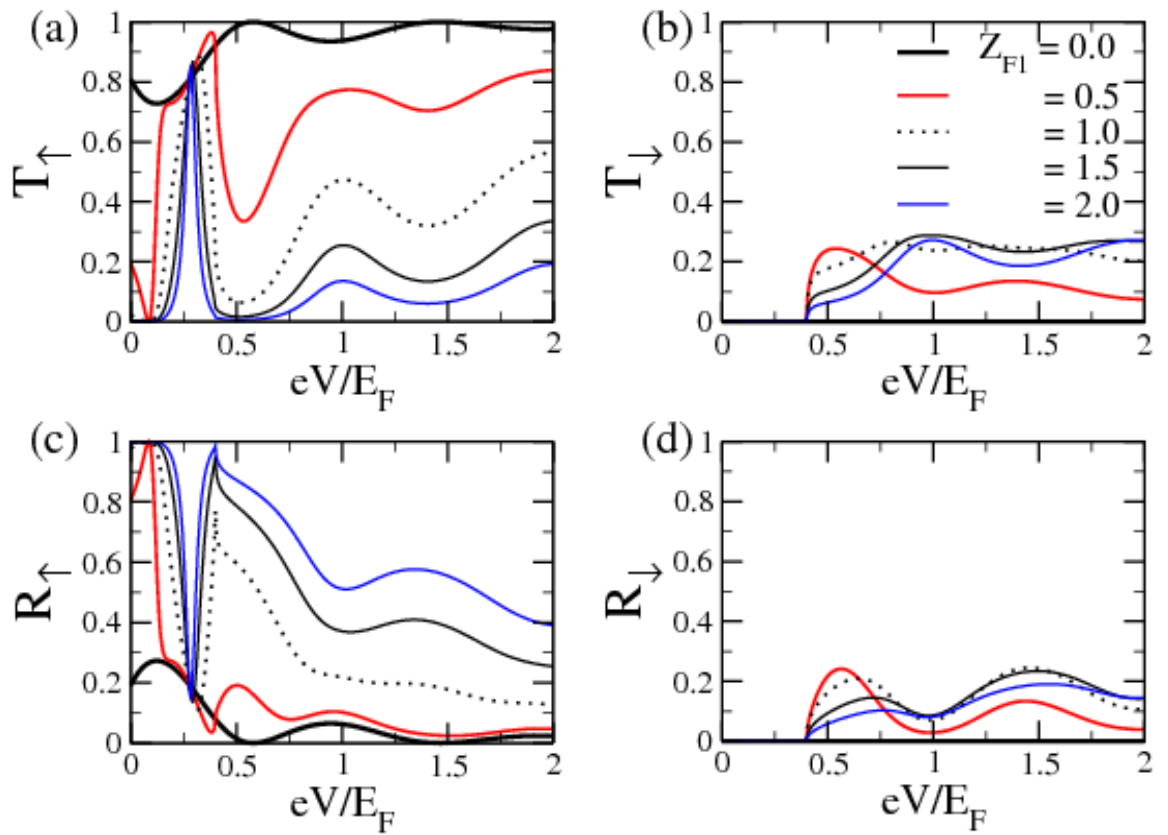
4.4 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

ในหัวข้อที่ผ่านมาได้ศึกษาผลของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนพบว่า เป็นไปตามหลักการทางควอนตัม และในหัวข้อนี้ได้ทำการศึกษาผลของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) โดยกำแพงศักย์ชนิดนี้สามารถทำให้เกิดขึ้นได้จริงด้วยการฝังไอออนที่มีสมบัติทางด้านแม่เหล็กลงไปทีบริเวณรอยต่อและการฝังไอออนดังกล่าวจะทำให้เกิดสมบัติทางด้านฟิลิกส์ คือ การเปลี่ยนทิศทางการสปินของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบ และทำให้เกิดการส่งผ่านของอิเล็กตรอนที่มีสปินตรงข้าม และสามารถพิจารณาผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ ดังหัวข้อต่อไปนี้

4.4.1 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

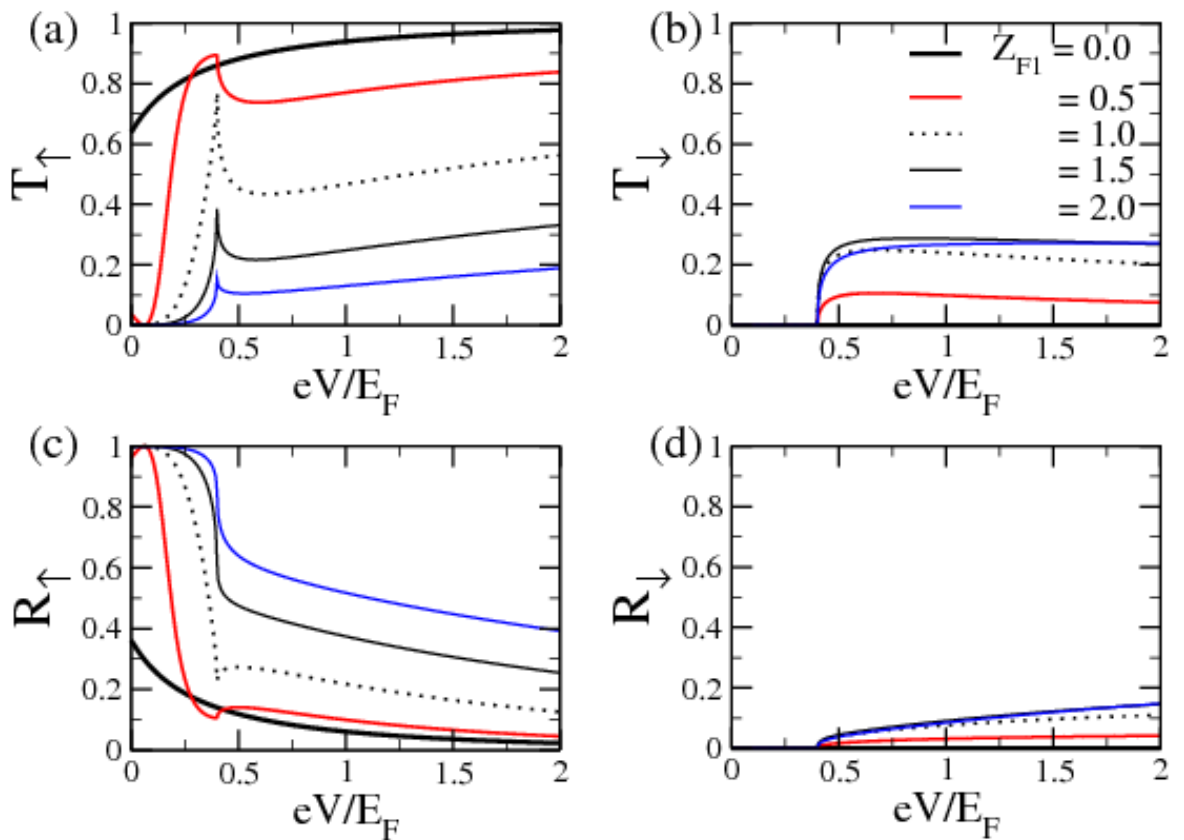
การศึกษาผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ที่ตำแหน่ง ($x=0$) ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน โดยความหนาของวัสดุโลหะและอัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนถูกกำหนดให้มีค่าเท่าเดิม กำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ $Z_{01} = Z_{02} = 0$ และไม่มีค่าความแรงกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ $Z_{F2} = 0$ กำหนดให้ $Z_{F1} = 0.0 \ 0.5 \ 1.0 \ 1.5$ และ 2.0 ซึ่งความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน แสดงได้ดังภาพประกอบ 4.13





ภาพประกอบ 4.13 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=10$





ภาพประกอบ 4.14 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=1.0$

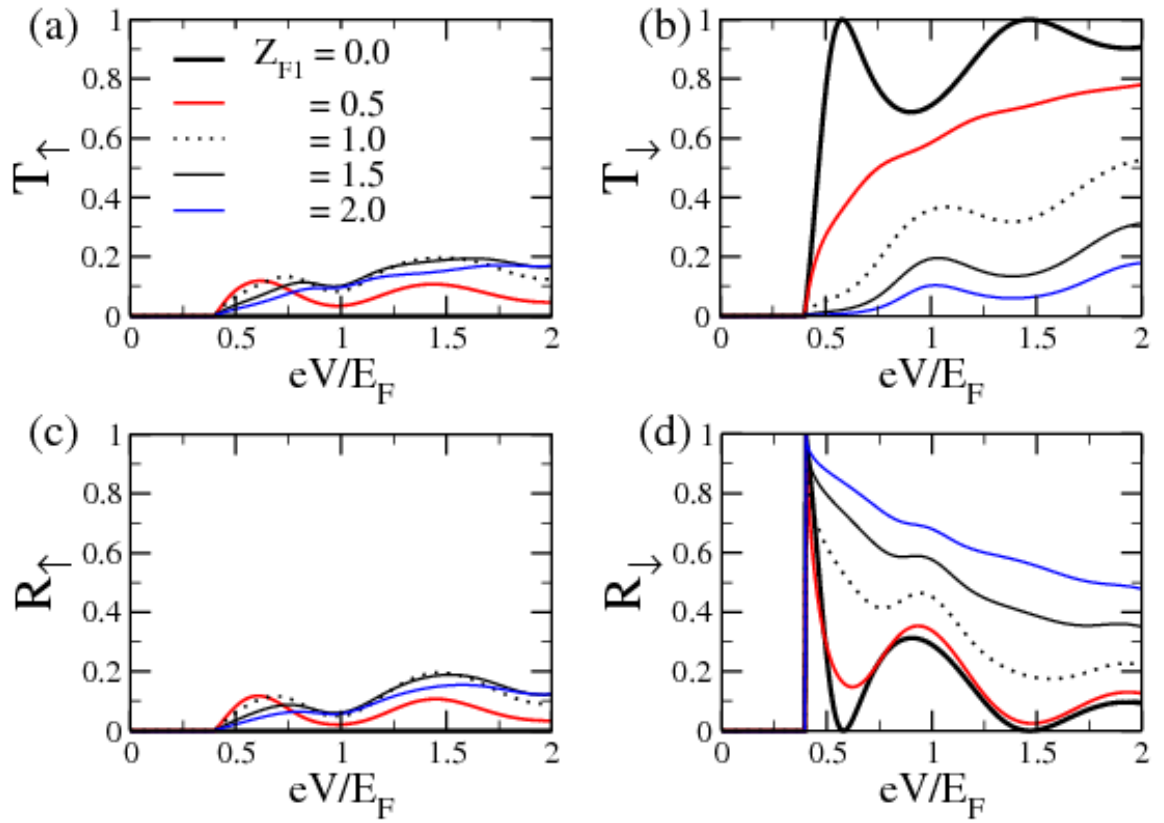
จากภาพประกอบ 4.13 และ 4.14 เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ $Z_{F1} = 0.0, 0.5, 1.0$ และ 2.0 พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนเกิดขึ้นทั้ง 4 กรณี พิจารณาจากภาพประกอบ 4.14(a) พบว่า เมื่อ Z_{F1} เพิ่มขึ้นส่งผลให้ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน $T_{\uparrow}$ ลดลง ซึ่ง Z_{F1} ยังคงทำหน้าที่เหมือนกับกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_0 และเมื่อพิจารณาลักษณะของเส้นกราฟพบว่าความชันของกราฟมีการลดลงอย่างรวดเร็ว ที่ตำแหน่ง $eV = 2E_{ex}$ เนื่องจากที่ตำแหน่งดังกล่าวเป็นสถานะเริ่มต้นที่อิเล็กตรอนสามารถบรรจุของแถบพลังงานรอง จากภาพประกอบ 4.13(a) พิจารณาระดับที่พลังงานต่ำ $eV < 2E_{ex}$ พบว่าการลดลงของ $T_{\uparrow}$ มีการลงช้ากว่าที่ระดับพลังงานสูง $eV > 2E_{ex}$ เนื่องจากที่ระดับพลังงานต่ำกว่า $2E_{ex}$ นั้นจะพบเฉพาะอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นเท่านั้น ส่งผลให้อิเล็กตรอนตกกระทบผ่านไปได้มากกว่าการสะท้อนกลับ และที่ระดับพลังงานสูงกว่า $2E_{ex}$ มีโอกาสพบทั้งอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง กล่าวคือ ที่ระดับพลังงานสูงอิเล็กตรอนที่มีทิศทางสปินเหมือนกับ



อิเล็กตรอนตกกระทบบนไปได้มากขึ้น ดังภาพประกอบ 4.13(b) เมื่อพิจารณาผลของ Z_{F1} ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน $T_{\downarrow}$ พบว่า จุดเริ่มต้นของ $T_{\downarrow}$ เริ่มต้นที่ระดับพลังงานต่ำสุดของแถบพลังงานรอง $eV = 2E_{ex}$ เมื่อเพิ่ม $Z_{F1} = 0.5$ พบว่ามีการเกิดขึ้นของ $T_{\downarrow}$ และเมื่อเพิ่มขึ้นเป็น $Z_{F1} = 1.0$ และ $Z_{F1} = 2.0$ พิจารณาที่ระดับพลังงานต่ำ $eV < E_F$ พบว่า ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน $T_{\downarrow}$ ที่เกิดจากผลของ $Z_{F1} = 1.0$ มีค่าสูงกว่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอน $T_{\downarrow}$ ที่เกิดจากผล $Z_{F1} = 2.0$ แต่เมื่อที่ระดับพลังงานสูง $eV > E_F$ จะพบว่ามีลักษณะตรงข้ามกัน และเมื่อพิจารณาผลของ Z_{F1} ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ $R_{\uparrow}$ พบว่า มีลักษณะตรงข้ามกันกับกรณีของ $T_{\uparrow}$ กล่าวคือ เมื่อ Z_{F1} มากขึ้น $R_{\uparrow}$ ก็จะมีมากขึ้นด้วยเช่นกัน และเส้นกราฟของ $R_{\uparrow}$ มีการเปลี่ยนแปลงความชันอย่างรวดเร็วที่ระดับพลังงานเดียวกันกับ $T_{\uparrow}$ โดยกรณีของ $R_{\uparrow}$ พบว่าที่ระดับพลังงานสูงความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน $R_{\uparrow}$ เกิดการเพิ่มขึ้นได้เร็วกว่าที่ระดับพลังงานต่ำ เนื่องจากที่ระดับพลังงานสูงเกิดการเปลี่ยนทิศทางสปินของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบบน ส่งผลให้เกิดการส่งผ่านของอิเล็กตรอนที่มีสปินตรงข้าม $T_{\downarrow}$ และอิเล็กตรอนที่มีทิศทางสปินเหมือนกับอิเล็กตรอนตกกระทบบนไปได้น้อยลงก็เกิดการสะท้อนกลับมากขึ้น และเมื่อพิจารณา $R_{\downarrow}$ พบว่ามีลักษณะเหมือนกรณี $T_{\downarrow}$ ตามภาพประกอบ 4.13(b) และ 4.13(d) จึงสามารถสรุปได้ว่าอิเล็กตรอนที่ตกกระทบบนจะเกิดการพลิกกลับเมื่อพลังงานมีค่าน้อยที่สุดเท่ากับพลังงานที่จุดต่ำสุดของแถบพลังงานรอง

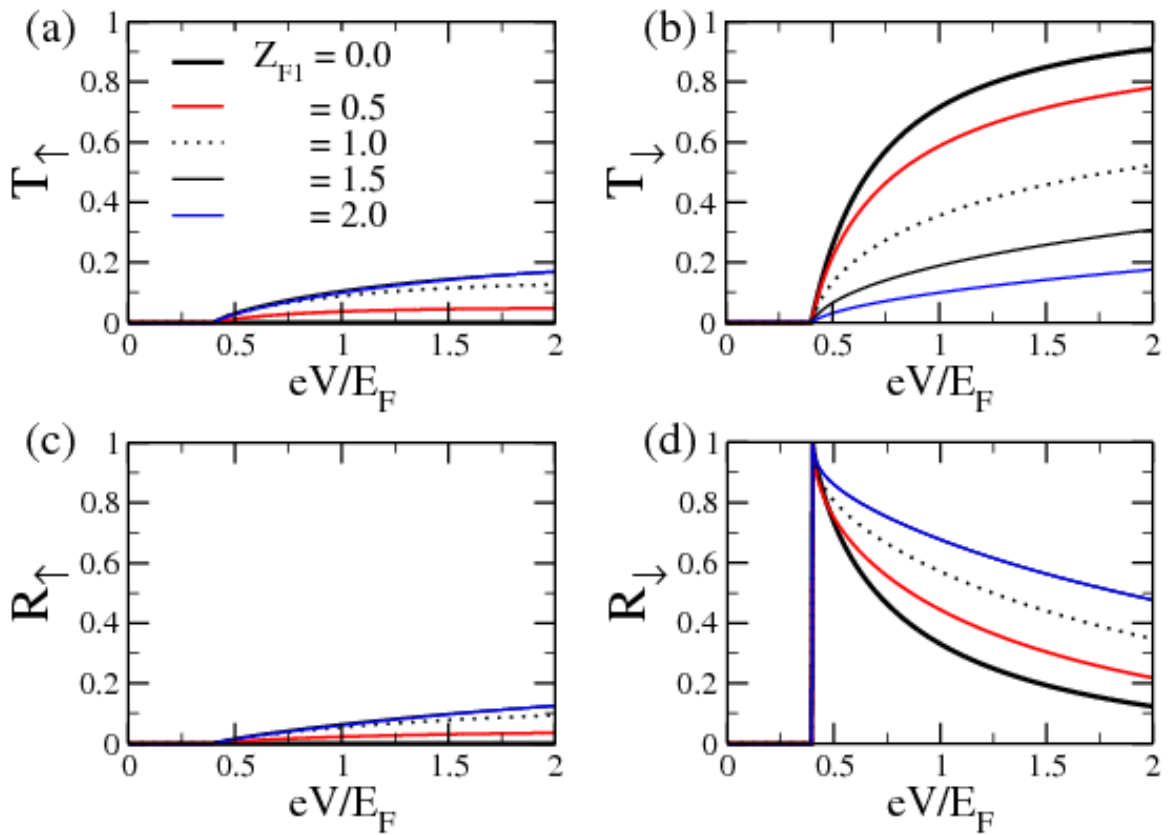


4.4.2 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง



ภาพประกอบ 4.15 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปีนพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L=10$





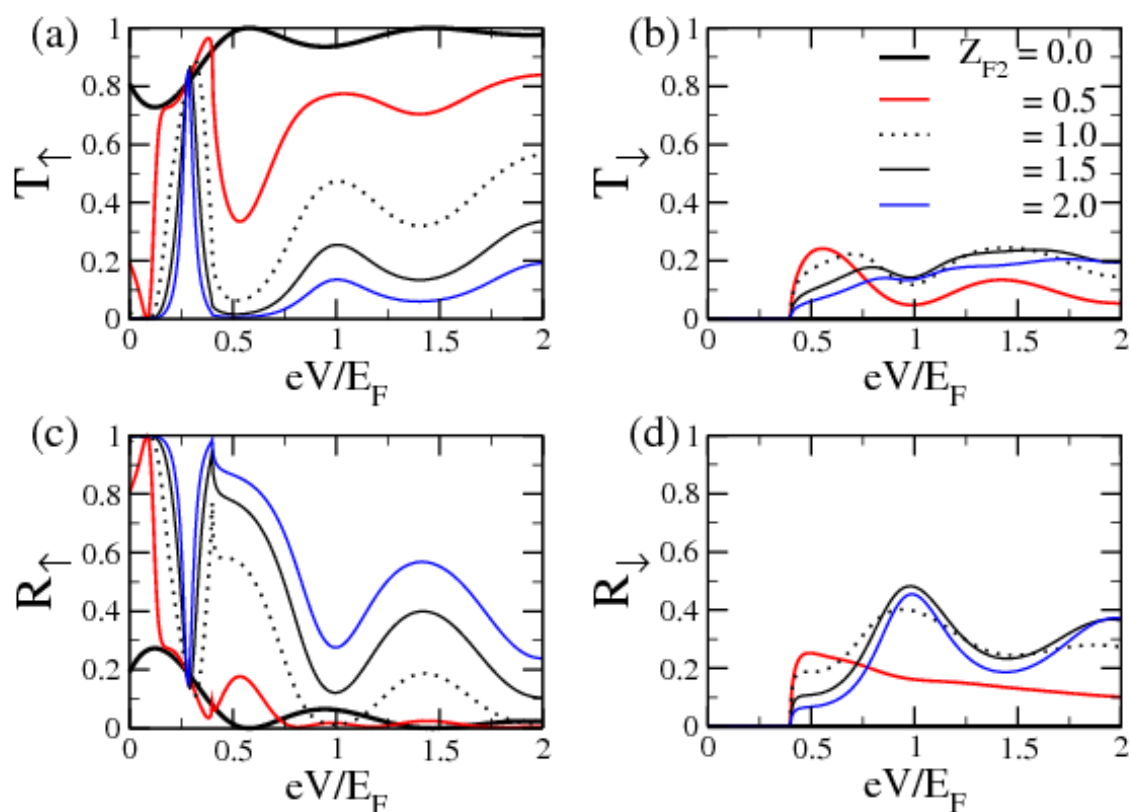
ภาพประกอบ 4.16 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L=1$

จากภาพประกอบ 4.15 และ 4.16 เมื่อ Z_{F1} เพิ่มขึ้นทำให้ค่า $T_{\downarrow}$ การลดลงเพียงอย่างเดียว พิจารณาลักษณะกราฟของความน่าจะเป็นดังกล่าวพบว่า กราฟเริ่มต้นและมีการเปลี่ยนแปลงความชันอย่างรวดเร็วที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ ดังในภาพประกอบ 4.15(c) และเมื่อระดับพลังงานมีค่าสูงขึ้น $eV > 2E_{ex}$ พบว่า $T_{\uparrow}$ ก็มีค่ามากขึ้นด้วยเช่นกัน กล่าวคือ Z_{F1} ทำให้ทิศทางสปินของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบมีการเปลี่ยนแปลง ทำให้เกิดการส่งผ่านไปได้มากขึ้น และผลของความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ $R_{\downarrow}$ จะลักษณะตรงข้ามกับกรณีของ $T_{\downarrow}$ พิจารณา $T_{\uparrow}$ และ $R_{\downarrow}$ พบว่า มีลักษณะเหมือนกันจุดเริ่มต้นของ $T_{\downarrow}$ เริ่มต้นที่ระดับพลังงานต่ำสุดของแถบพลังงานรอง $eV = 2E_{ex}$ เมื่อ Z_{F1} ทำให้ $T_{\uparrow}$ และ $R_{\downarrow}$ มีค่าเพิ่มขึ้นเช่นกัน และที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ มีการเปลี่ยนแปลงความชันอย่างรวดเร็วและเมื่อระดับพลังงานสูงขึ้นพบว่าเส้นกราฟมีค่าคงที่ จึงสามารถสรุปได้ว่าอิเล็กตรอนที่ตกกระทบจะเกิดการพลิกกลับเมื่อพลังงานมีค่าน้อยที่สุดเท่ากับพลังงานที่จุดต่ำสุดของแถบพลังงานรอง



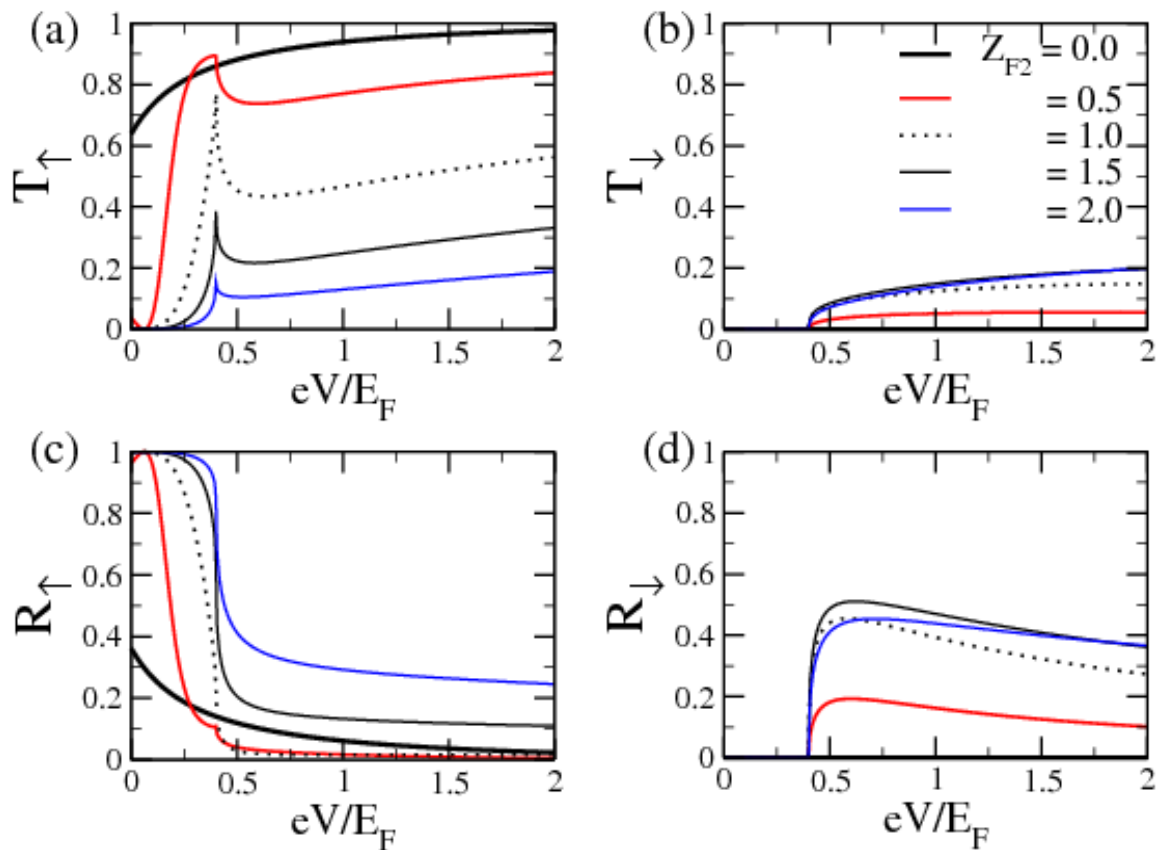
4.4.3 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

การศึกษามวลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ที่ตำแหน่ง ($x=L$) ดังแสดงตามภาพประกอบ 4.1 ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนดพารามิเตอร์ต่างๆ ให้เท่ากับกรณีการศึกษามวลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) โดยกำหนด $Z_{01} = 0.0$ 0.5 1.0 1.5 และ 2.0 ซึ่งความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน แสดงได้ดังภาพประกอบ 4.17



ภาพประกอบ 4.17 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 10$



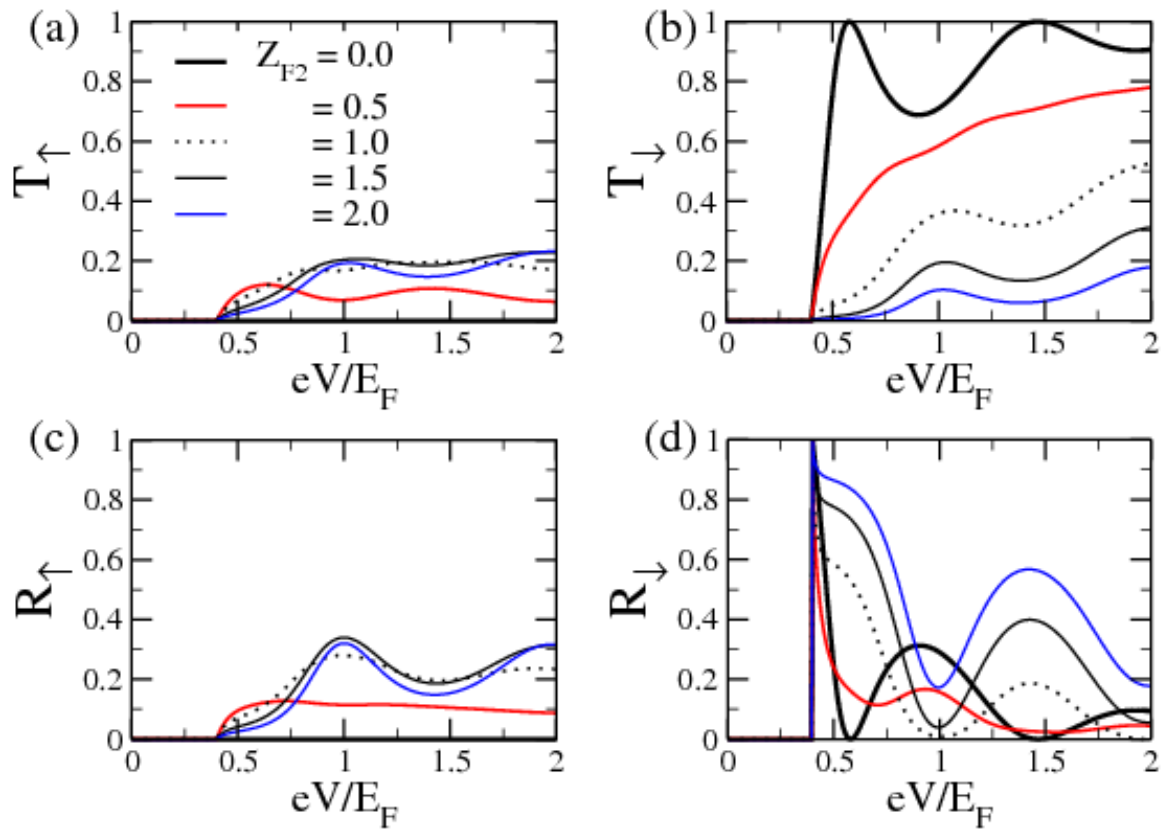


ภาพประกอบ 4.18 แสดงผลของความแรงของกัมพัทธ์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L = 1$

จากภาพประกอบ 4.17 และ 4.18 พบว่า เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F2} พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีลักษณะมีการลดหรือเพิ่มคล้ายกับความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนของการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F1} ดังแสดงในภาพประกอบ 4.13 และ 4.14 ทั้งนี้เนื่องจากการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F2} จะกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F1} เปรียบเสมือนไม่มีกัมพัทธ์ที่ตำแหน่ง ($x = 0$) จึงส่งผลให้มีกัมพัทธ์เฉพาะที่ ($x = L$) ดังนั้น ตำแหน่งของกัมพัทธ์ไม่มีผลต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านอิเล็กตรอน ดังนั้นผลของการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F1} และ Z_{F2} จึงมีค่าเหมือนกัน

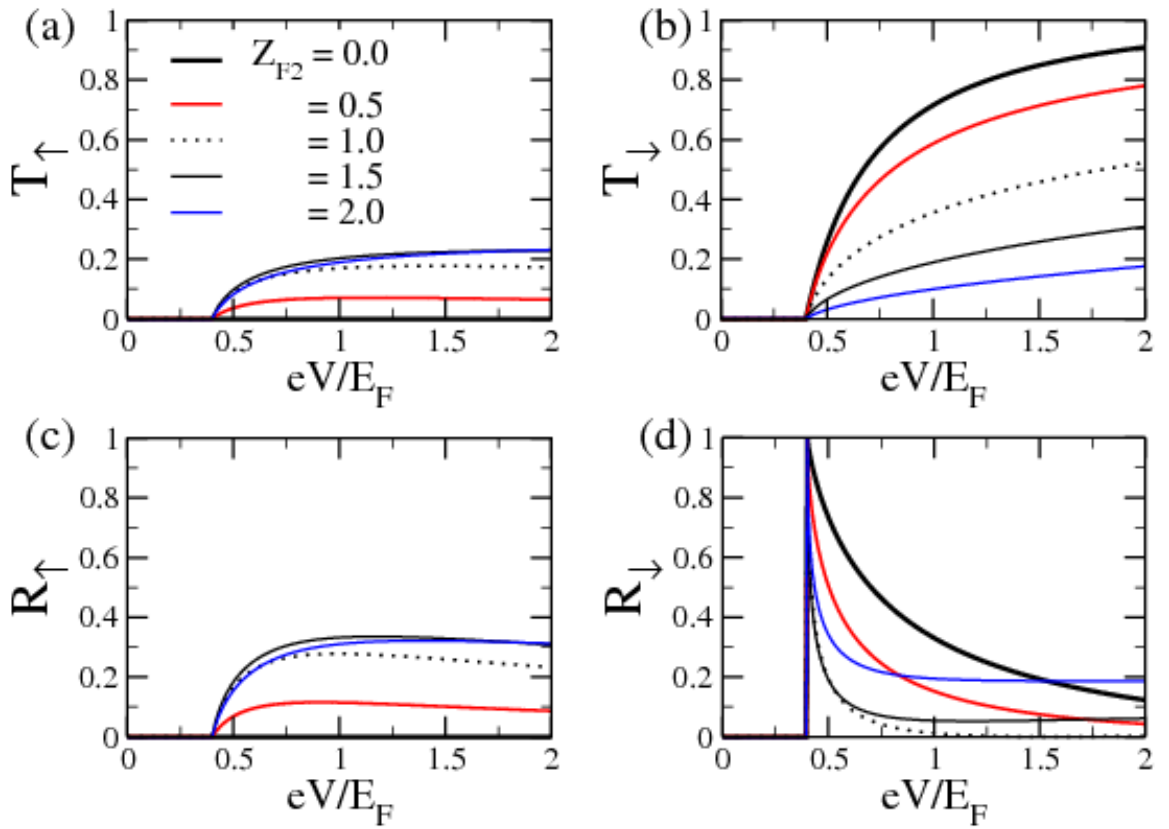


4.4.4 กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง



ภาพประกอบ 4.19 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$





ภาพประกอบ 4.20 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 1$

จากภาพประกอบ 4.19 และ 4.20 พบว่า เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F2} พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีลักษณะมีการลดหรือเพิ่มคล้ายกับความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนของการเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F1} ตำแหน่งของกำแพงศักย์ไม่มีผลต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านอิเล็กตรอน ผลของการเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F1} และ Z_{F2} จึงมีผลคล้ายกัน



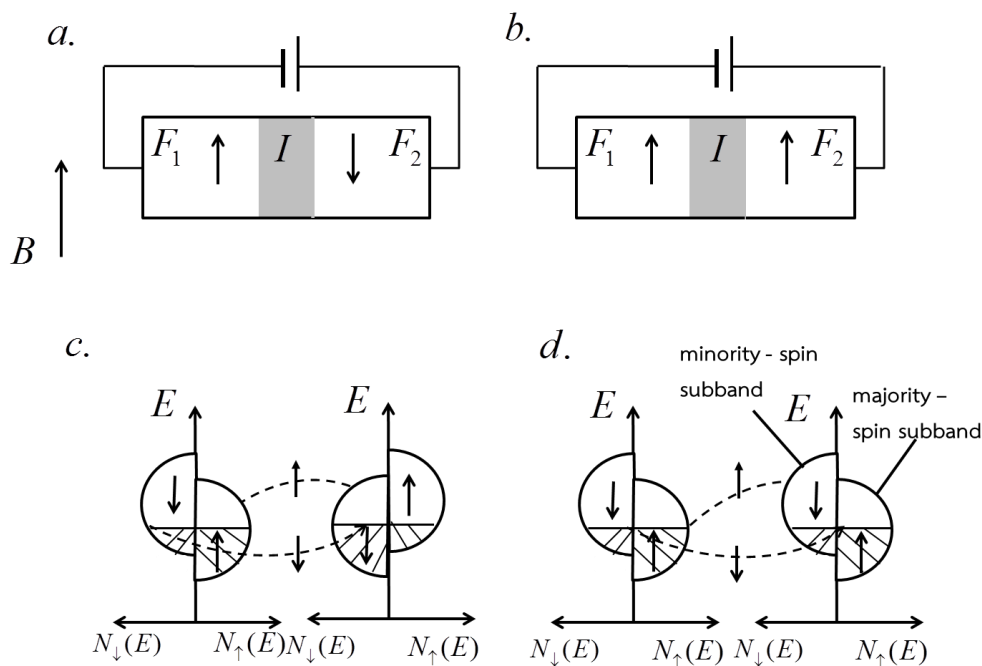
4.5 สเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)

ในหัวข้อที่ผ่านมาได้ศึกษาผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ต่อความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ และการส่งผ่านของอิเล็กตรอน ซึ่งความน่าจะเป็นดังกล่าวเป็นปริมาณที่ไม่สามารถวัดได้จริงในทางฟิสิกส์ ซึ่งปริมาณที่สามารถวัดได้จริงในทางฟิสิกส์คือค่าความนำไฟฟ้า ซึ่งค่าความนำดังกล่าวสามารถคำนวณได้ตามสมการ (2.40) ในบทที่ 2 ดังนี้

$$G_{1D}(eV) = \frac{Le^2}{h} T(eV) \quad (2.40)$$

$$\text{ดังนั้นในงานวิจัยนี้ได้กำหนดให้ } G_{total} = \frac{G_{1D}}{G_0} \text{ เมื่อ } G_0 = \frac{e^2}{h}$$

จากการศึกษาผลของพารามิเตอร์ข้างต้นพบว่า ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและแบบสปีนพลิกกลับส่งผลต่อความน่าจะเป็นดังกล่าวชัดเจนกว่าผลของพารามิเตอร์อื่นๆ ดังนั้นในหัวข้อจึงนำผลดังกล่าวมาคำนวณหาค่าความนำไฟฟ้า โดยพิจารณาผลของทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกันและแบบสวนขนานต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าที่เกิดการส่งผ่านอิเล็กตรอนในรอยต่อของวัสดุระหว่างเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อ ในกรณี 1 มิติ โดยโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนานและแบบขนานกัน ดังแสดงในภาพประกอบ 4.21



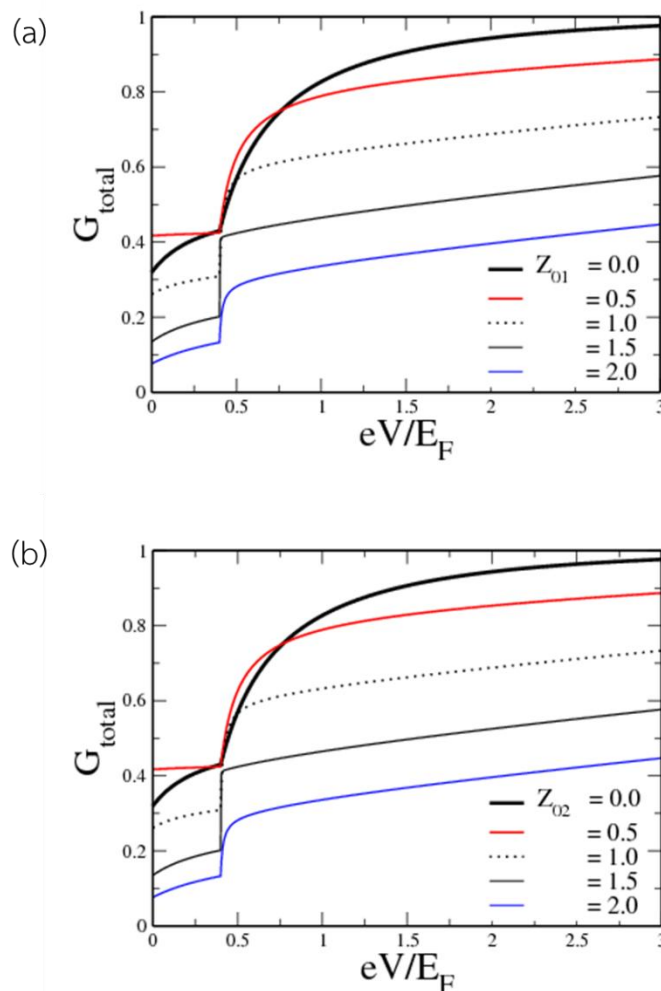
ภาพประกอบ 4.21 (a.) โครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน (b.) แบบขนานกัน (c.) ความหนาแน่นสถานะในทิศทางแบบสวนขนาน และ (d.) แบบขนานกัน เมื่ออุณหภูมิต่ำด้วยทิศทางแมกเนไทเซชัน



4.6 สเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน

4.6.1 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)

การศึกษาผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ความนำจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน สามารถนำมาคำนวณหาค่าความนำไฟฟ้าดังนี้ กำหนดให้ความหนาของวัสดุโลหะ $L=1.0$ มวลยังผลของอิเล็กตรอน $\eta_1 = \eta_2 = 1$ พลังงานแลกเปลี่ยนภายในของเฟอร์โรแมกเนต $E_{ex} = 0.2$ และความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้การกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ $Z_{F1} = Z_{F2} = 0$ โดยผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ดังแสดงในภาพประกอบ 4.22

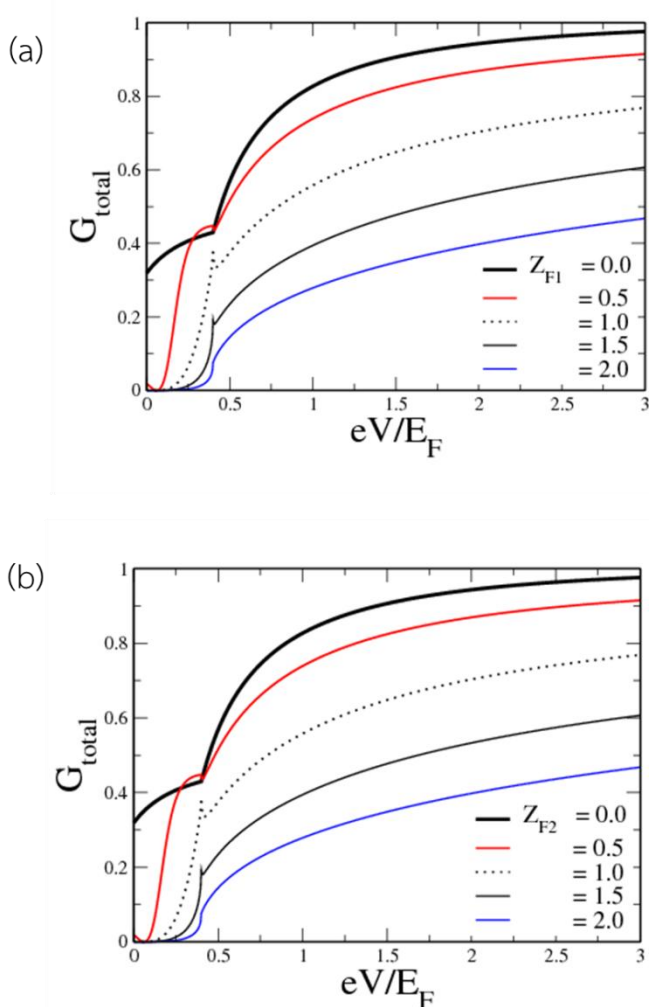


ภาพประกอบ 4.22 แสดงผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน



จากภาพประกอบ 4.22 (a) ผลของ Z_{01} และ (b) ผลของ Z_{02} ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า เมื่อพิจารณาจากภาพประกอบพบว่า เมื่อเพิ่มความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_0 ให้มีค่ามากขึ้นค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าก็จะลดลงด้วยเช่นกันและเมื่อพิจารณาผลของ Z_{01} และผลของ Z_{02} พบว่าลักษณะกราฟของสเปกตรัมความนำมีลักษณะเหมือนกัน โดยสามารถสรุปได้ว่า ตำแหน่งของรอยต่อไม่มีผลต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

4.6.2 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)



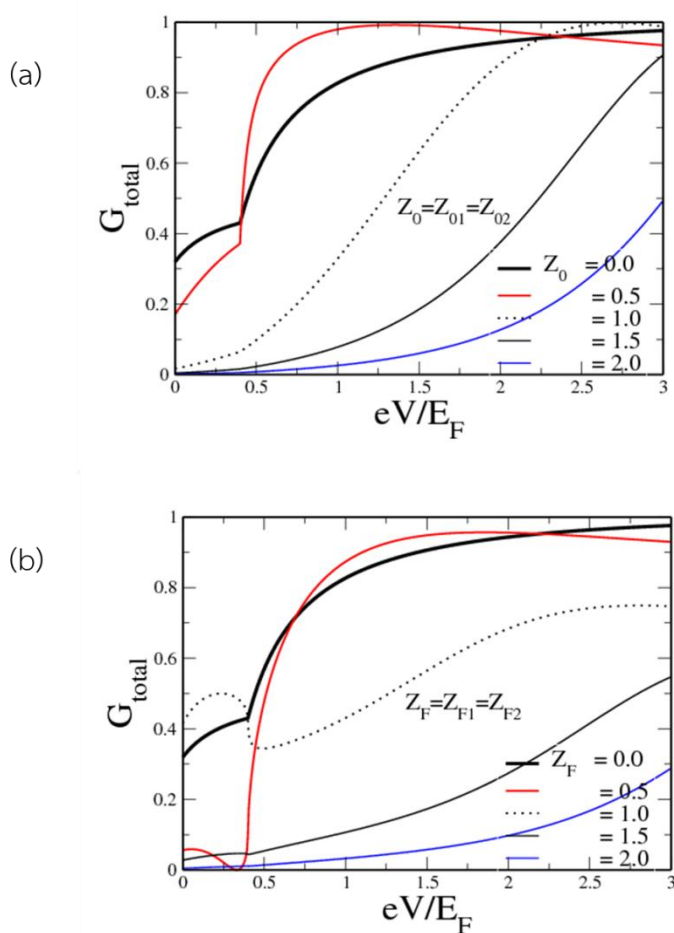
ภาพประกอบ 4.23 แสดงผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน

จากภาพประกอบ 4.23 (a) ผลของ Z_{F1} และ (b) ผลของ Z_{F2} ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า เมื่อพิจารณาจากภาพประกอบพบว่า เมื่อเพิ่มความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปิน



พลิกกลับ (Z_F) ให้มีค่ามากขึ้นค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าก็จะลดลงด้วยเช่นกันและเมื่อพิจารณาผลของ Z_{F1} และผลของ Z_{F2} พบว่าลักษณะกราฟของสเปกตรัมความนำมีลักษณะเหมือนกัน มีรอยหยักที่จุด $eV = 2E_{ex}$ ซึ่งเป็นจุดที่เป็นจุดเริ่มต้นของแถบพลังงานรองและในกรณีกำลังศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) พบว่าเป็นจุดที่เริ่มต้นของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบจะเกิดการพลิกกลับเมื่อพลังงานมีค่าน้อยที่สุดเท่ากับพลังงานที่จุดต่ำสุดของแถบพลังงานรอง

4.6.3 ผลของความสัมพันธ์ของกำลังศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)

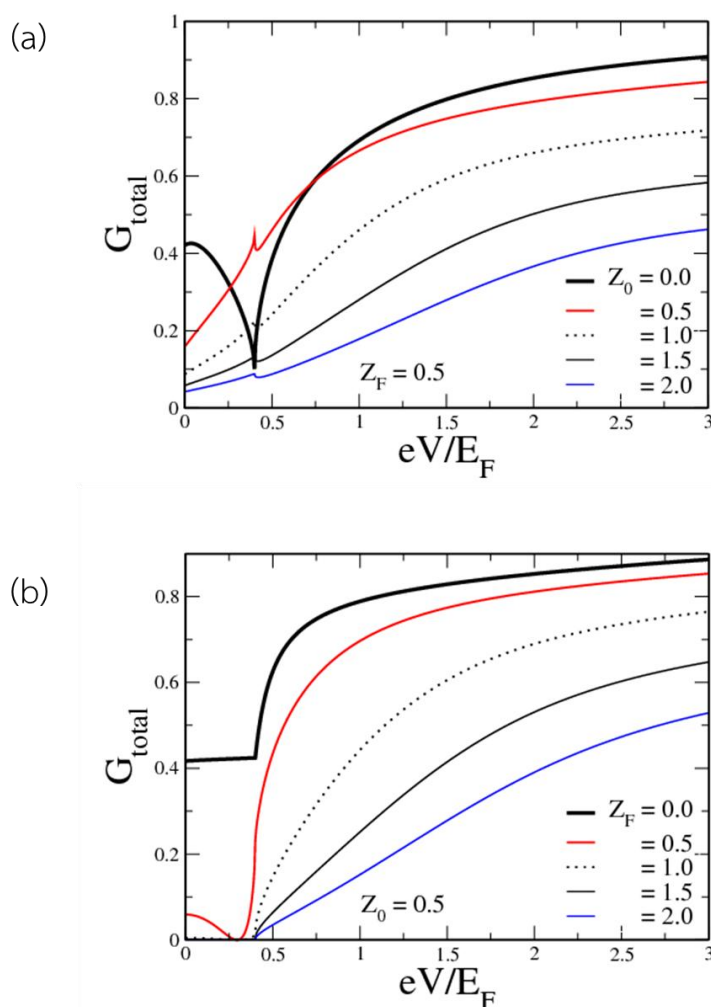


ภาพประกอบ 4.24 แสดงผลของความสัมพันธ์กำลังศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน

จากภาพประกอบ 4.24 แสดงผลของความสัมพันธ์กำลังศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) โดย 4.24 (a) ผลของ Z_0 และ (b) ผลของ Z_F ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) พิจารณา 4.24 (a) เมื่อกำหนดให้รอยต่อทั้งสองมีค่า Z_0 พบว่า สเปกตรัมความนำไฟฟ้า



สูงสุดเมื่อ $Z_0 = 0.5$ เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานต่ำ $eV < 2E_{ex}$ พบว่า $Z_0 = 0.0$ มีจุดเริ่มต้นของค่าความนำไฟฟ้าสูงกว่าในกรณีอื่นๆ และลักษณะของกราฟในกรณี 1.0 1.5 และ 2.0 มีลักษณะการลดลงของค่าความนำไฟฟ้าเหมือนกันและเมื่อพิจารณา 4.24 (b) พบว่า กราฟเปลี่ยนแปลงความชันคือจุดที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ และพิจารณาที่จุดพลังงานต่ำ $eV < 2E_{ex}$ พบว่า $Z_F = 1.0$ มีจุดเริ่มต้นของค่าความนำไฟฟ้าสูงกว่าในกรณีอื่นๆ แต่เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานสูง $eV > 2E_{ex}$ พบว่าค่าความนำไฟฟ้าของกรณี $Z_F = 0.0$ และ $Z_F = 0.5$ มีความนำไฟฟ้าสูงสุด



ภาพประกอบ 4.25 แสดงผลของความสัมพันธ์กำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) และแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกัน (a) $Z_0 = 0.5$ และ (b) $Z_F = 0.5$

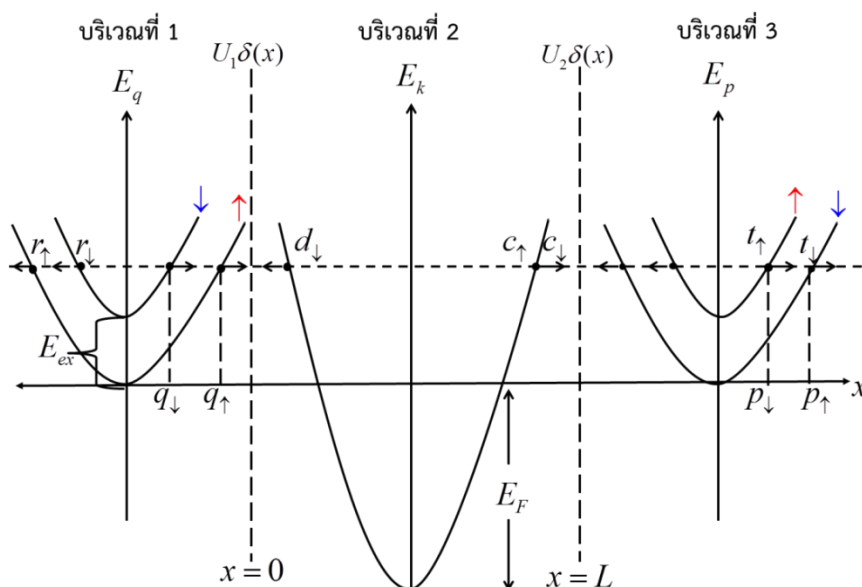
จากภาพประกอบ 4.25 (a) $Z_0 = 0.5$ และ (b) $Z_F = 0.5$ พบว่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณีที่เปลี่ยน (Z_F) มีค่าความนำไฟฟ้าสูงกว่าการเปลี่ยน (Z_0) เนื่องจากในกรณีที่เปลี่ยน Z_F ทำให้



เกิดการเปลี่ยนทิศทางของสปินทำให้มีความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในทิศทางตรงข้ามกับอิเล็กตรอนตกกระทบเกิดขึ้น จึงส่งผลให้ค่าความนำไฟฟ้าสูงกว่าในกรณีการเปลี่ยน Z_0 เพราะทำหน้าที่ลดกำแพงศักย์ลดค่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่านเพียงอย่างเดียว

4.7 สเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนชาน

ในหัวข้อนี้ทำการศึกษาผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนชาน ดังในภาพประกอบ 4.26 โดยศึกษาประกอบด้วยผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและแบบสปินพลิกกลับต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน เพื่อนำมาผลของค่าความนำดังกล่าวมาศึกษาค่าความนำไฟฟ้า



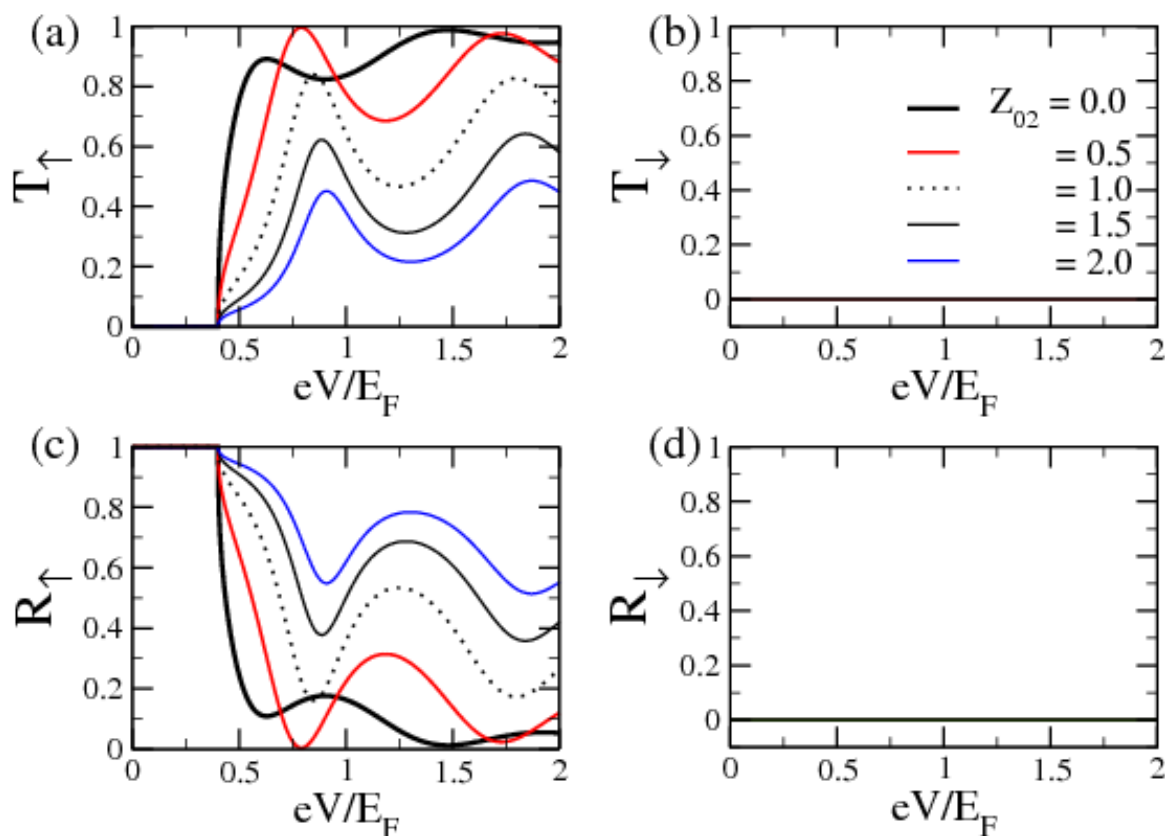
ภาพประกอบ 4.26 แสดงโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนชาน

4.7.1 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง

โดยกำหนดพารามิเตอร์ต่างๆ ดังนี้ ความหนาของวัสดุโลหะกำหนดให้มีค่า $L=10$ มวลยังผลของอิเล็กตรอนมีค่าเท่ากัน $\eta_1 = \eta_2 = 1$ ค่ากำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ $Z_{02} = 0$ กำหนดให้ไม่มีความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ $Z_{F1} = Z_{F2} = 0$ กำหนด $Z_{01} = 0.0 \ 0.5 \ 1.0 \ 1.5$ และ 2.0 ซึ่งความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน แสดงได้ดังภาพประกอบ 4.27



กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น : (Z_{01})

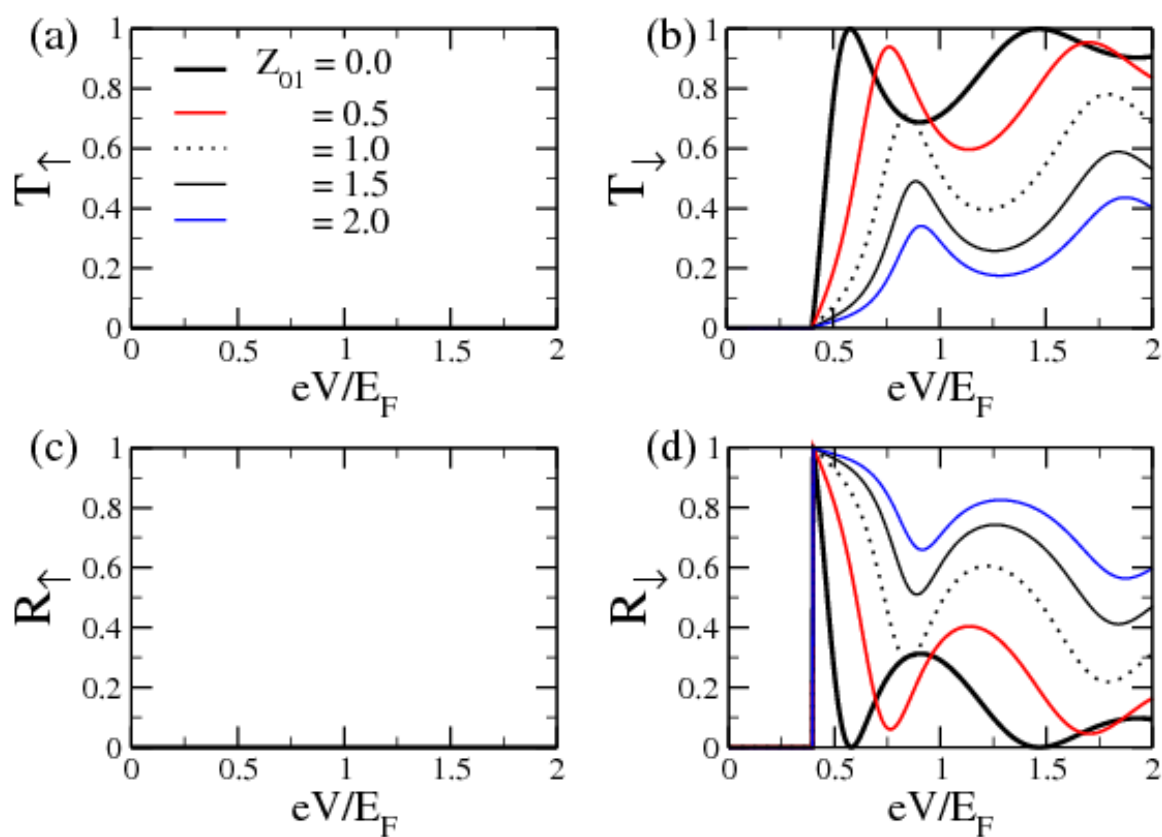


ภาพประกอบ 4.27 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.27 เมื่อเพิ่มความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{01}) ส่งผลให้ค่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่านดังกล่าวลดลงเช่นเดิม แต่เมื่อพิจารณาที่จุดเริ่มต้นพบว่าค่าความนำดังกล่าวเริ่มต้นที่จุด $eV = 2E_{ex}$ เพราะเนื่องเป็นการตกกระทบอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น ดังนั้นความน่าจะเป็นของการส่งผ่านจึงเกิดขึ้นได้ในเฉพาะสปินขึ้น ซึ่งในกรณีสปินขึ้นอยู่ในแถบพลังงานรอง และเมื่อพิจารณาความน่าจะเป็นของการสะท้อนผ่านพบว่า ที่ระดับพลังงานต่ำกว่า $eV = 2E_{ex}$ จุดเริ่มต้นเกิดขึ้นที่ 1 เนื่องจากไม่สามารถส่งผ่านได้จึงเกิดการสะท้อนกลับหมด และเมื่อเพิ่ม (Z_{01}) พบว่า ความน่าจะเป็นดังกล่าวมีค่าสูงขึ้นซึ่งก็ยังคงเป็นไปตามหลักควอนตัม เพราะ Z_{01} ทำหน้าที่ลดความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน แต่ไม่มีผลต่อสปิน



กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง : (Z_{01})

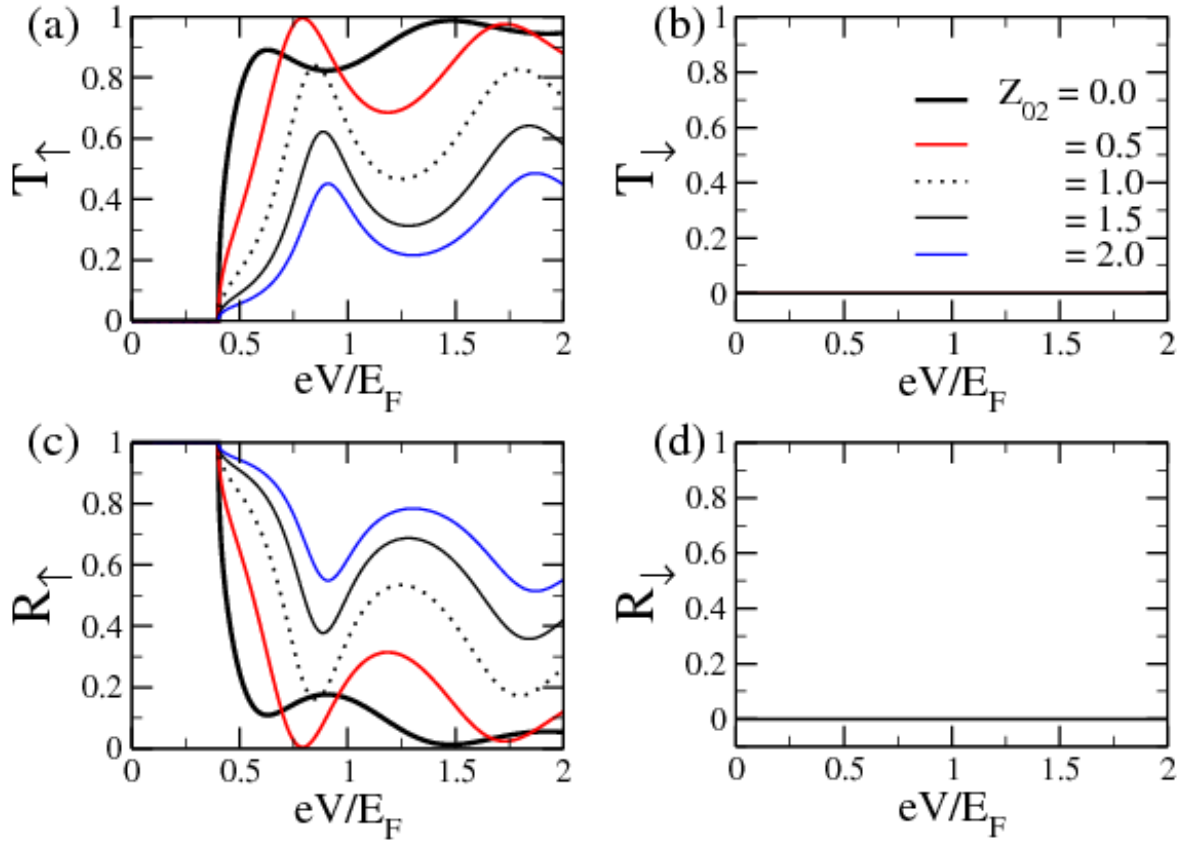


ภาพประกอบ 4.28 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปติ (Z_{01}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง

จากภาพประกอบ 4.28 เมื่อเพิ่มความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปติ (Z_{01}) ส่งผลให้ค่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่านดังกล่าวลดลงเช่นเดิม เมื่อพิจารณาที่จุดเริ่มต้นของเส้นกราฟพบว่าเริ่มต้นที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ เนื่องจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลงในแถบพลังงานรอง กราฟจึงเริ่มต้นที่จุดดังกล่าวเพราะเป็นจุดเริ่มต้นที่อิเล็กตรอนสามารถบรรจุได้ในแถบพลังงานรอง และเมื่อพิจารณาความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ พบว่าจุดเริ่มต้นเป็นจุดพลังงานเดียวกันเนื่องจากการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนในแถบพลังงานรอง



กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น : (Z_{02})

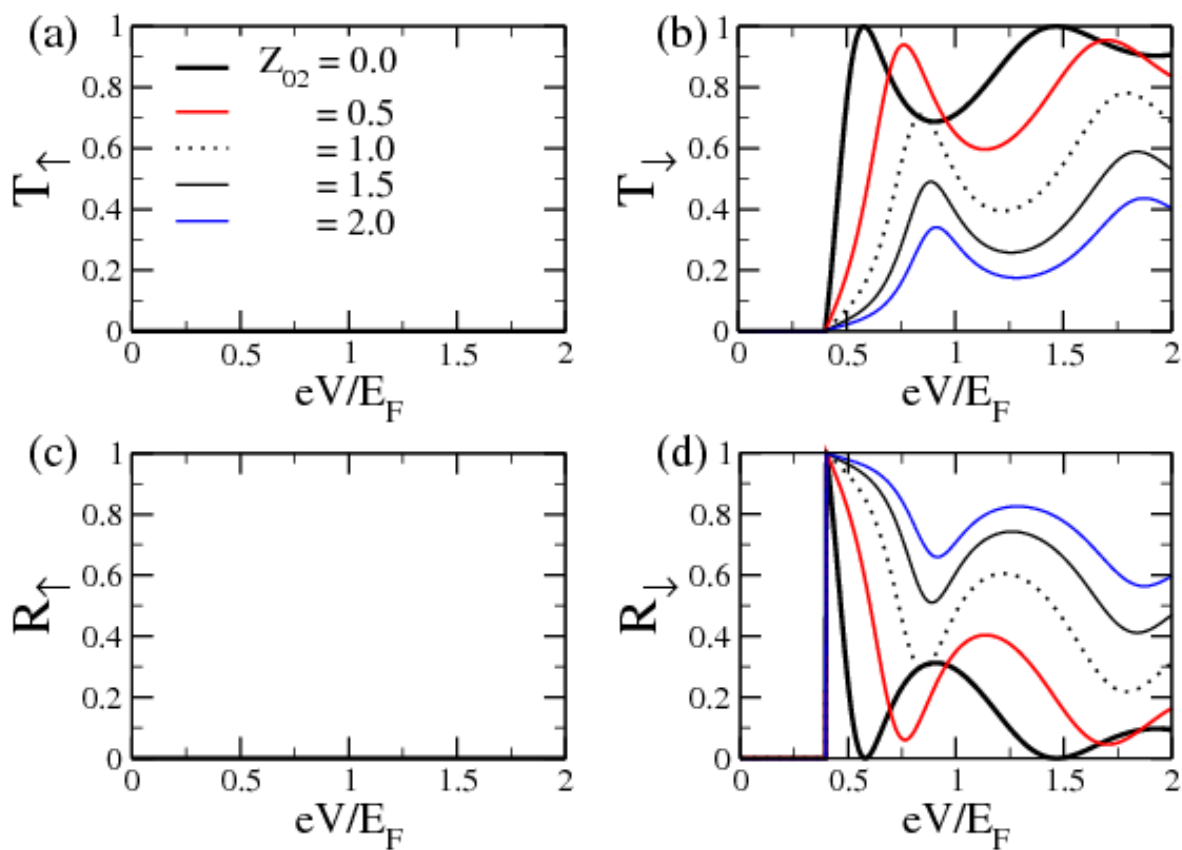


ภาพประกอบ 4.29 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น

จากภาพประกอบ 4.29 ความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีการลดและเพิ่มเหมือนกันกับกรณีความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปติ (Z_{01}) ซึ่งกรณีนี้เคยปรากฏในการศึกษาผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปติ Z_{01} และ Z_{02} ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นในโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางแมกเนไทเซชันแบบขนานกันสามารถสรุปได้ว่าตำแหน่งของรอยต่อจึงไม่มีผลต่อการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อในกรณีที่มีกำแพงศักย์ค่าเดียว



กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง : (Z_{02})



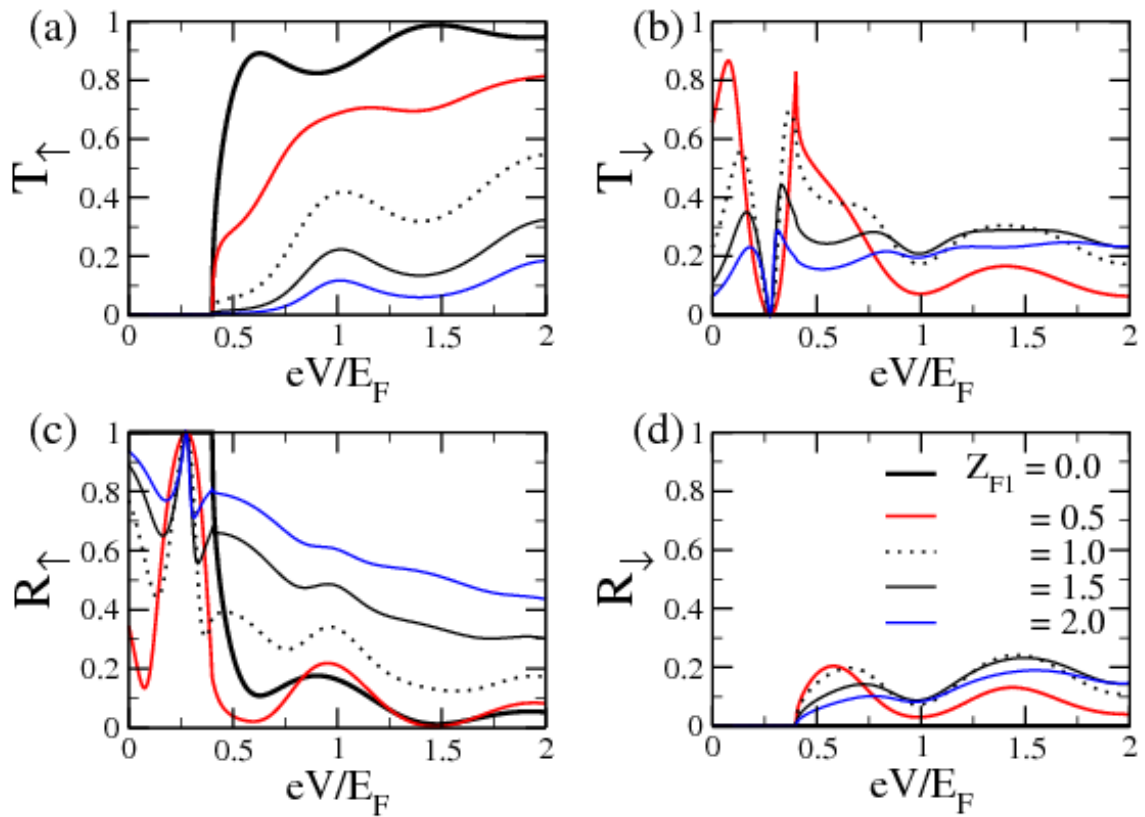
ภาพประกอบ 4.30 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง

จากภาพประกอบ 4.30 ความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{02}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีการลดและเพิ่มเหมือนกันกับกรณีความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบแบบปกติ (Z_{01}) สามารถสรุปได้ว่าตำแหน่งของรอยต่อจึงไม่มีผลต่อการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อในกรณีที่มีกำแพงศักย์ค่าเดียว



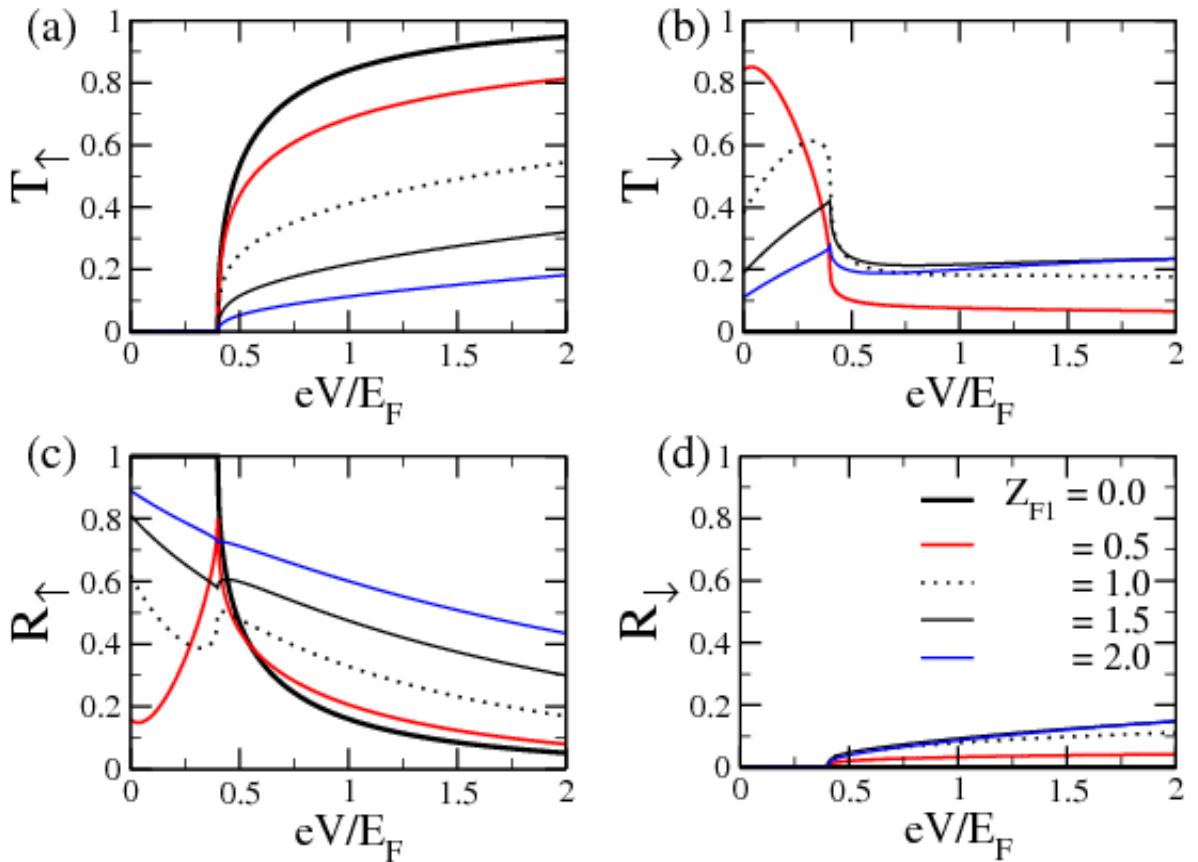
4.7.2 ผลของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนจากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้นและสปินลง

กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น : (Z_{F1})



ภาพประกอบ 4.31 แสดงผลของความแรงของกำลังไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=10$





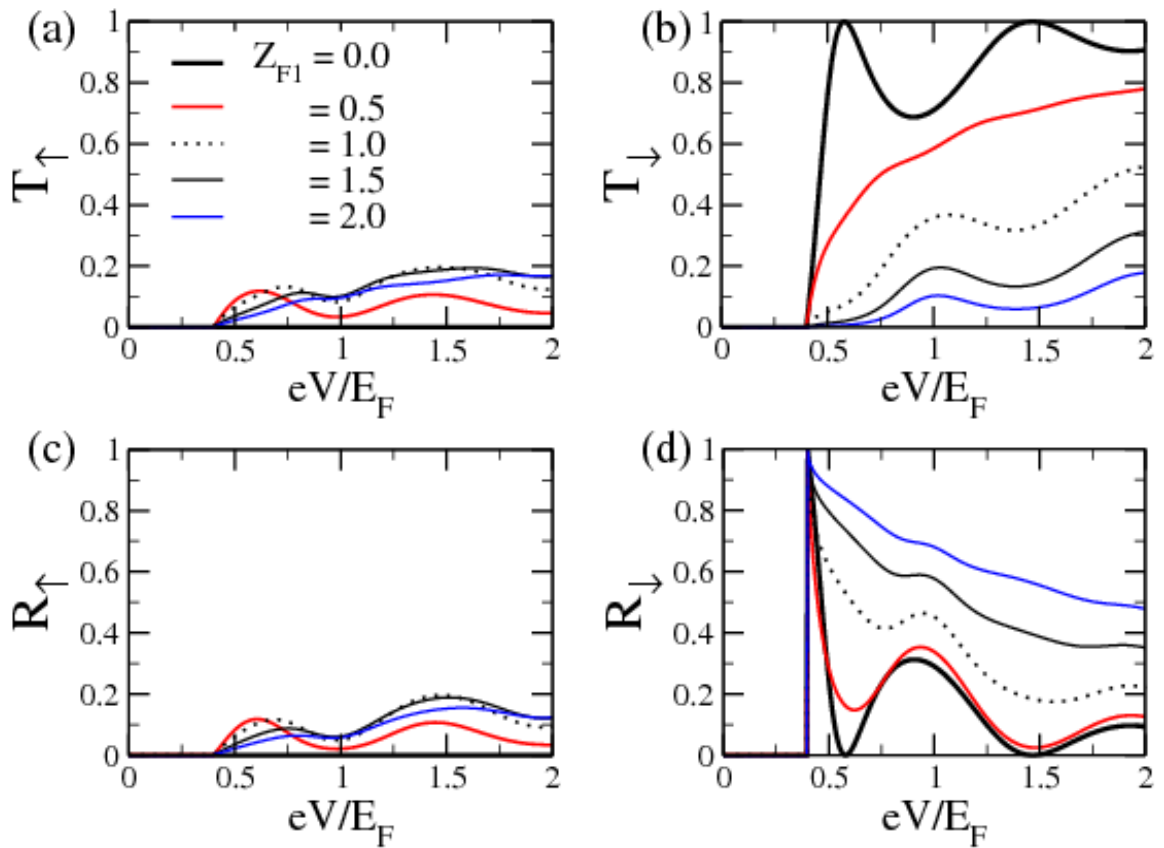
ภาพประกอบ 4.32 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=1.0$

จากภาพประกอบ 4.31 และ 4.32 เมื่อเพิ่มค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F1} ให้มีค่าเพิ่มขึ้น พบว่า ความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน $T_{\uparrow}$ ยังเริ่มต้นที่จุดระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ และเมื่อพิจารณาลักษณะกราฟของค่าความนำดังกล่าว ตามภาพประกอบ 4.31(a) และ 4.32(a) พบว่าเมื่อเพิ่มค่า Z_{F1} ส่งผลให้ $T_{\uparrow}$ ลดลงและมีความคล้ายกับกราฟการเปลี่ยนความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_{01} และเมื่อพิจารณาตามภาพประกอบ 4.31(b) และ 4.32(b) พบว่า เมื่อเพิ่มค่า Z_{F1} ให้มีค่ามากขึ้นทำให้เกิดความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน $T_{\downarrow}$ โดยพบว่า $T_{\downarrow}$ มีความเปลี่ยนแปลงความชันอย่างรวดเร็วที่จุด $eV = 2E_{ex}$ และในส่วนของ $R_{\uparrow}$ ลักษณะกราฟมีความคล้ายกับ $T_{\downarrow}$ แต่พบว่า $R_{\uparrow}$ มีค่าสูงกว่า และในที่สุดท้าย $R_{\downarrow}$ จากภาพประกอบ 4.31(d) พบว่า กราฟความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ $R_{\downarrow}$ เมื่อเพิ่ม $Z_{F1} = 0.5$ พบว่ามีการเกิดขึ้นของ $R_{\downarrow}$ และเมื่อเพิ่มขึ้นเป็น $Z_{F1} = 1.0, 1.5, 2.0$ พิจารณาที่ระดับพลังงานต่ำ $eV < E_F$ พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน $R_{\downarrow}$ ที่เกิดจากผลของ $Z_{F1} = 1.0$ มีค่าสูงกว่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน



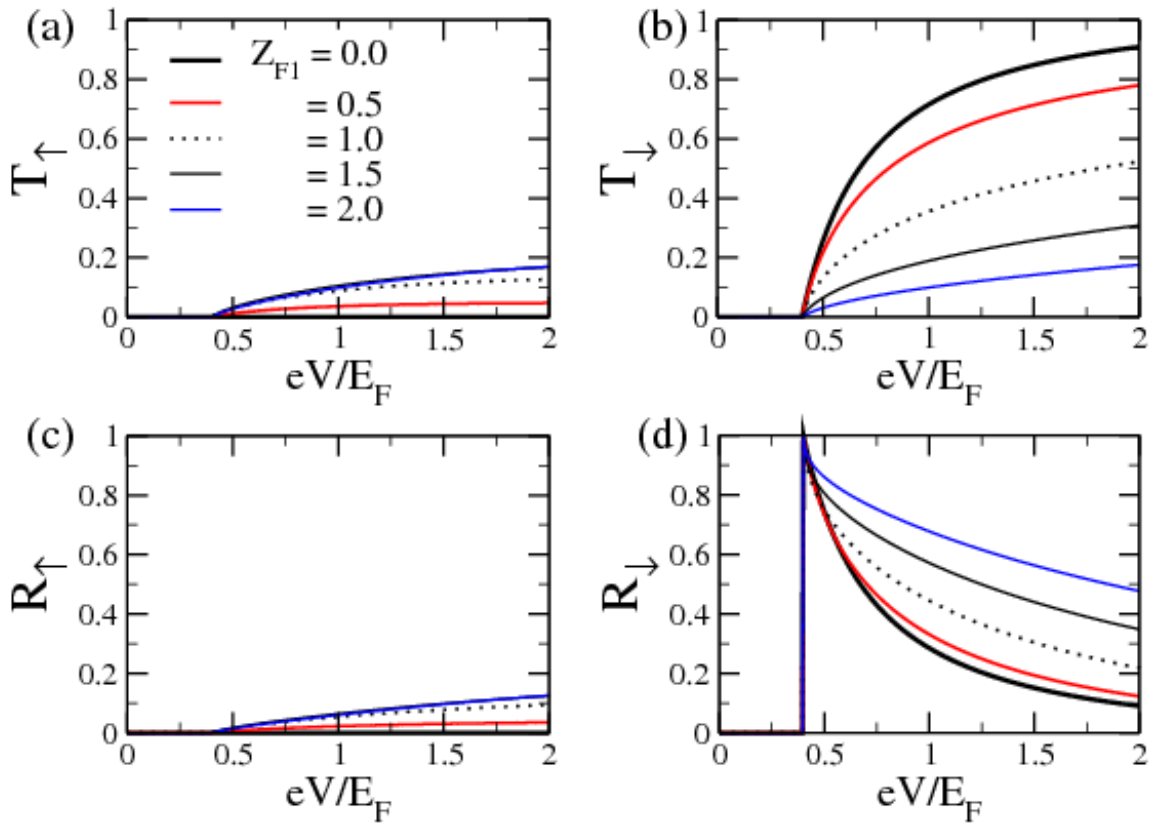
ของอิเล็กตรอน $R_\downarrow$ ที่เกิดจากผล $Z_{F1} = 2.0$ แต่เมื่อที่ระดับพลังงานสูง $eV > E_F$ จะพบว่า มีลักษณะตรงข้ามกันจึงสามารถสรุปได้ว่าอิเล็กตรอนที่ตกกระทบจะเกิดการพลิกกลับเมื่อพลังงานมีค่าน้อยที่สุดเท่ากับพลังงานที่จุดต่ำสุดของแถบพลังงานรอง

กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง : (Z_{F1})



ภาพประกอบ 4.33 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F1}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_\uparrow, T_\downarrow$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_\uparrow, R_\downarrow$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$



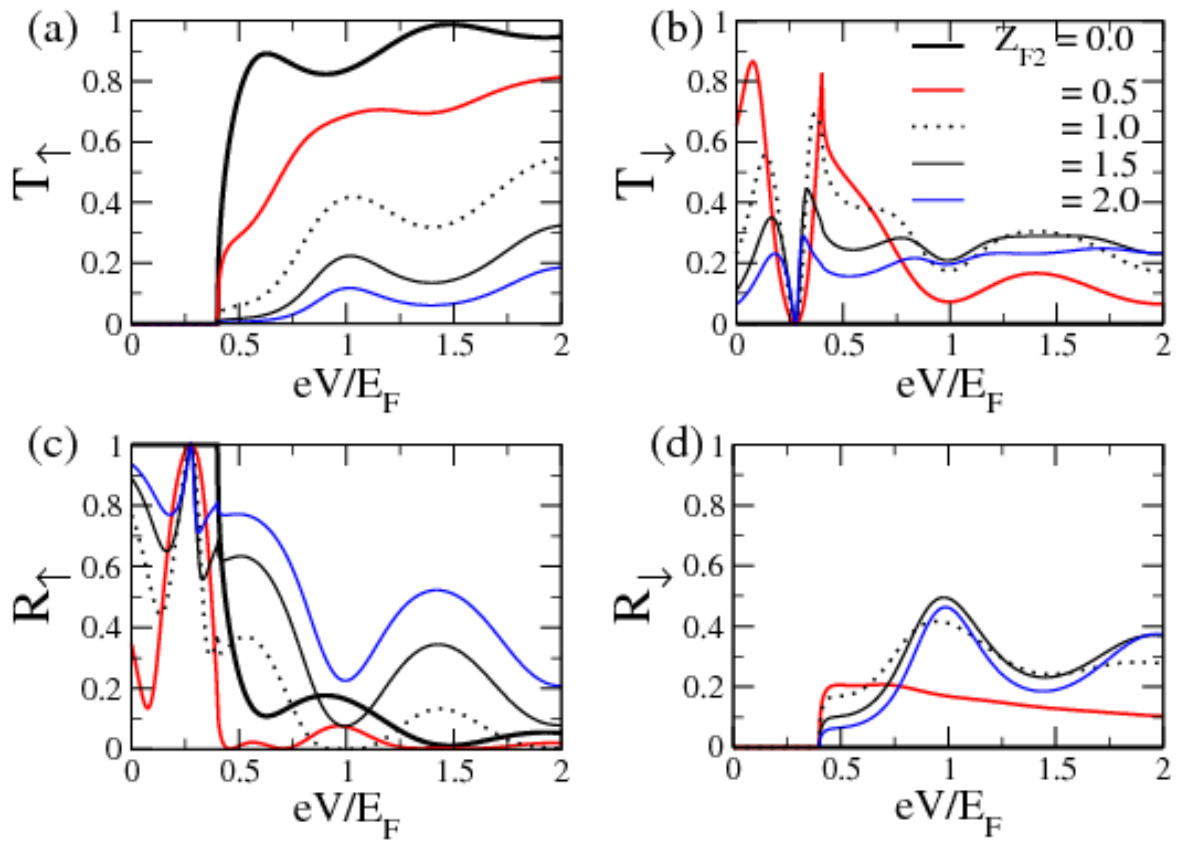


ภาพประกอบ 4.34 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลงโดยกำหนด $L = 1.0$

จากภาพประกอบ 4.33 และ 4.34 เมื่อ Z_{F1} เพิ่มขึ้นทำให้ค่า $T_{\downarrow}$ การลดลงเพียงอย่างเดียว พิจารณาลักษณะกราฟของค่าความน่าจะเป็นดังกล่าวพบว่า กราฟเริ่มต้นและมีการเปลี่ยนแปลงความชันอย่างรวดเร็วที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ ดังในภาพประกอบ 4.33(c) และเมื่อระดับพลังงานมีค่าสูงขึ้น $eV > 2E_{ex}$ พบว่า $T_{\uparrow}$ ก็มีค่ามากขึ้นด้วยเช่นกัน กล่าวคือ Z_{F1} ทำให้ทิศทางสปินของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบมีการเปลี่ยนแปลง ทำให้เกิดการส่งผ่านไปได้มากขึ้น และผลของความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับ $R_{\downarrow}$ จะลักษณะตรงข้ามกันกับกรณีของ $T_{\downarrow}$ พิจารณา $T_{\uparrow}$ และ $R_{\downarrow}$ พบว่า มีลักษณะเหมือนกันจุดเริ่มต้นของ $T_{\downarrow}$ เริ่มต้นที่ระดับพลังงานต่ำสุดของแถบพลังงานรอง $eV = 2E_{ex}$ เมื่อ Z_{F1} ทำให้ $T_{\uparrow}$ และ $R_{\downarrow}$ มีค่าเพิ่มขึ้นเช่นกัน และที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ มีการเปลี่ยนแปลงความชันอย่างรวดเร็วและเมื่อระดับพลังงานสูงขึ้นพบว่าเส้นกราฟมีค่าคงที่ จึงสามารถสรุปได้ว่าอิเล็กตรอนที่ตกกระทบจะเกิดการพลิกกลับเมื่อพลังงานมีค่าน้อยที่สุดเท่ากับพลังงานที่จุดต่ำสุดของแถบพลังงานรอง

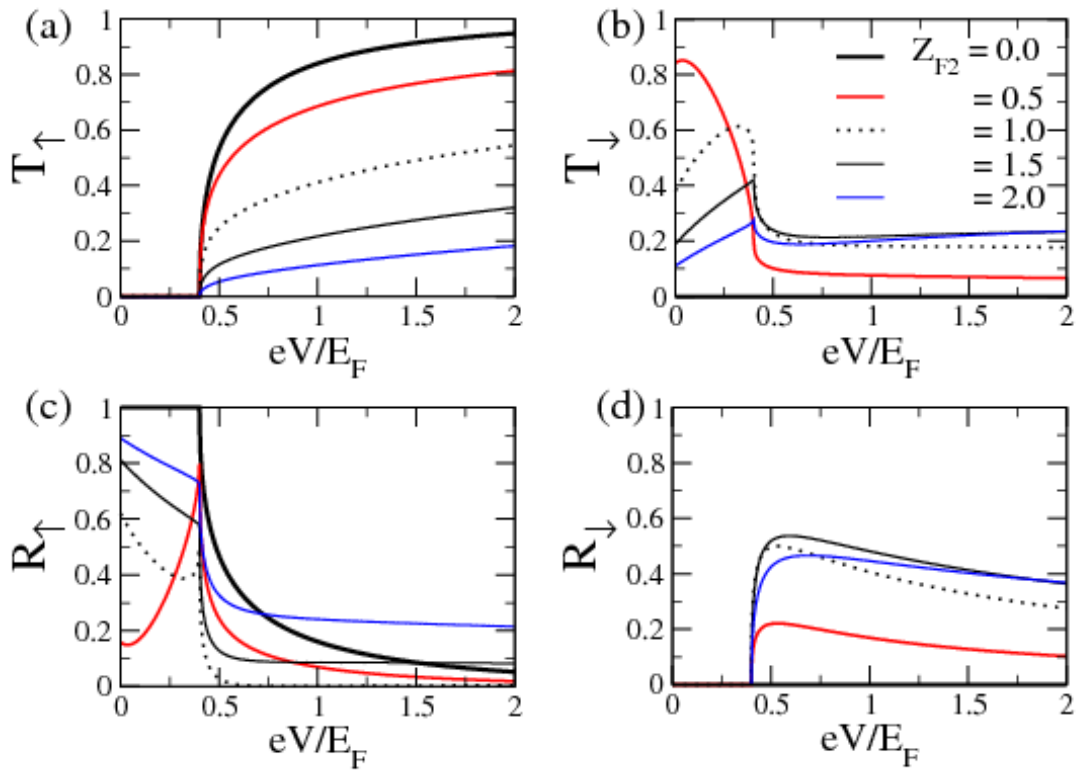


กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น : (Z_{F2})



ภาพประกอบ 4.35 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=10$



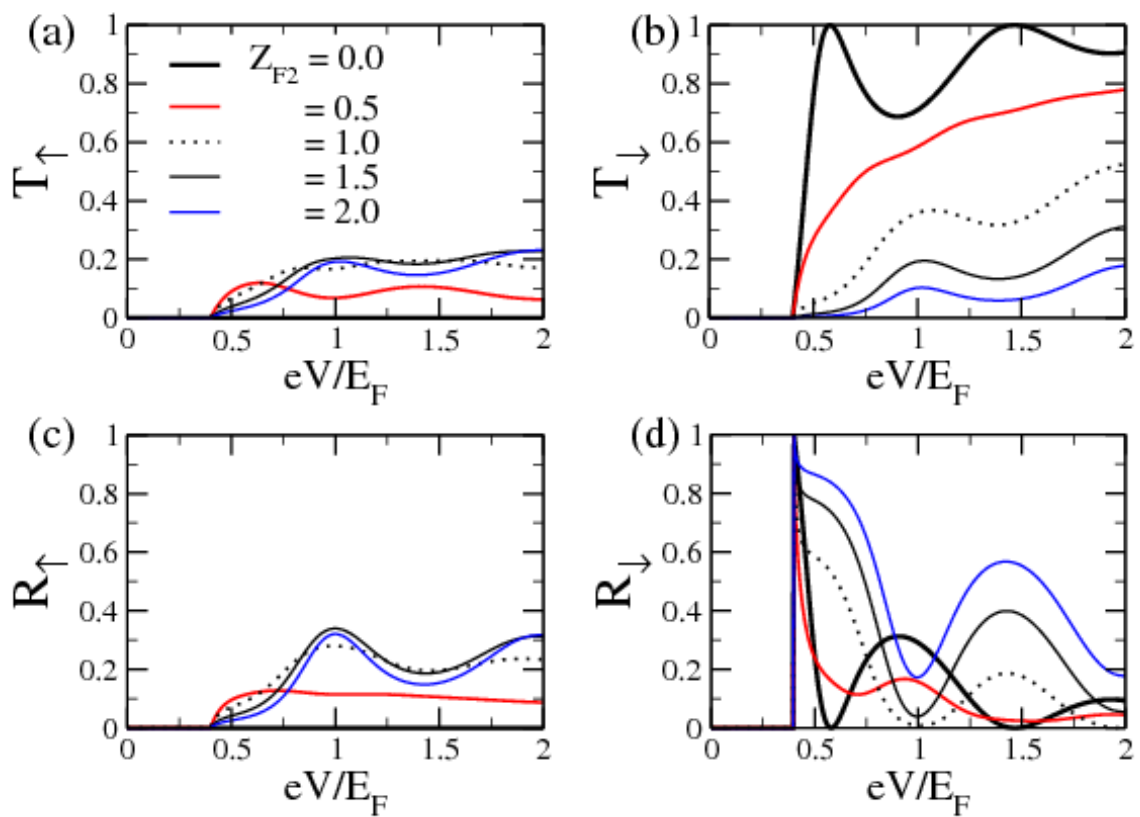


ภาพประกอบ 4.36 แสดงผลของความแรงของกัมพัทธ์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินขึ้น โดยกำหนด $L=1.0$

จากภาพประกอบ 4.35 และ 4.36 พบว่า เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F2} พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีลักษณะมีการลดหรือเพิ่มคล้ายกับความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนของการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F1} ดังแสดงในภาพประกอบ 4.31 และ 4.32 ทั้งนี้เนื่องจากการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F2} จะกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F1} เปรียบเสมือนไม่มีกัมพัทธ์ที่ตำแหน่ง ($x=0$) จึงส่งผลให้มีกัมพัทธ์เฉพาะที่ ($x=L$) ดังนั้น สามารถสรุปได้ว่าตำแหน่งของรอยต่อจึงไม่มีผลต่อการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อในกรณีที่มีกัมพัทธ์ค่าเดียว ผลของการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพัทธ์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F1} และ Z_{F2} จึงมีผลคล้ายกัน

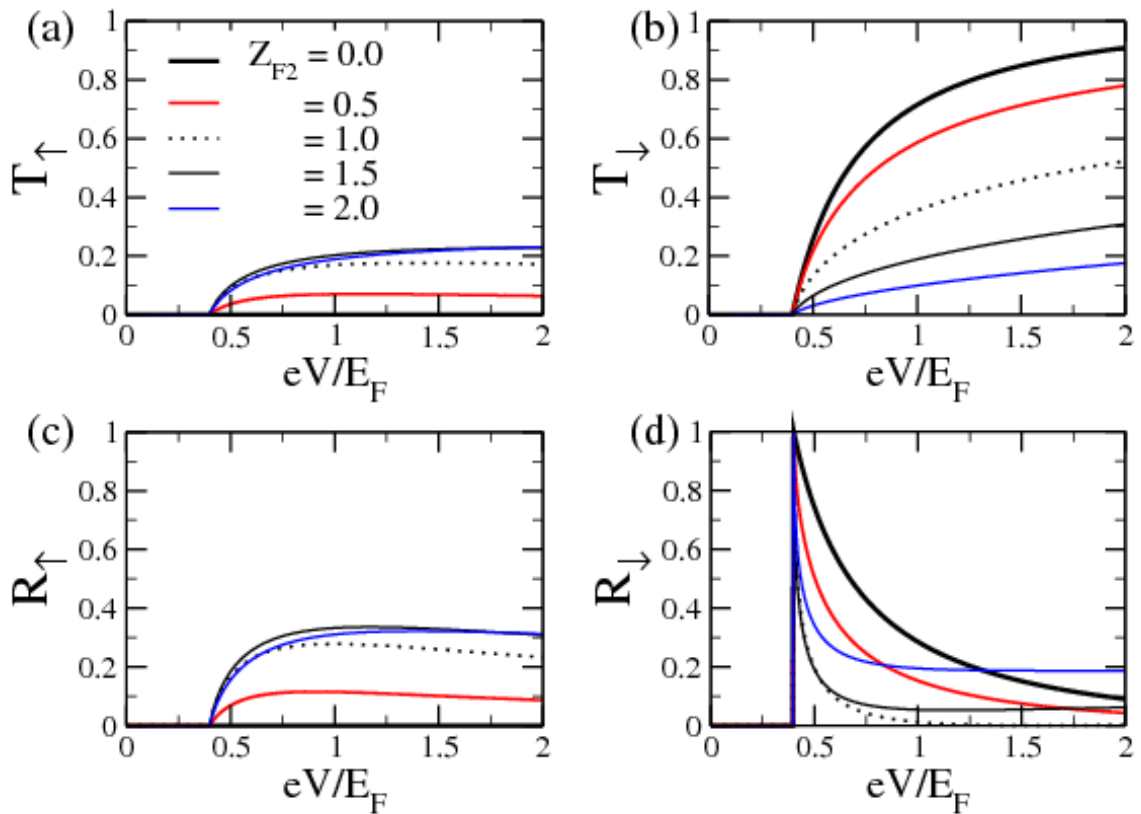


กรณีการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง : (Z_{F2})



ภาพประกอบ 4.37 แสดงผลของความแรงของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L = 10$





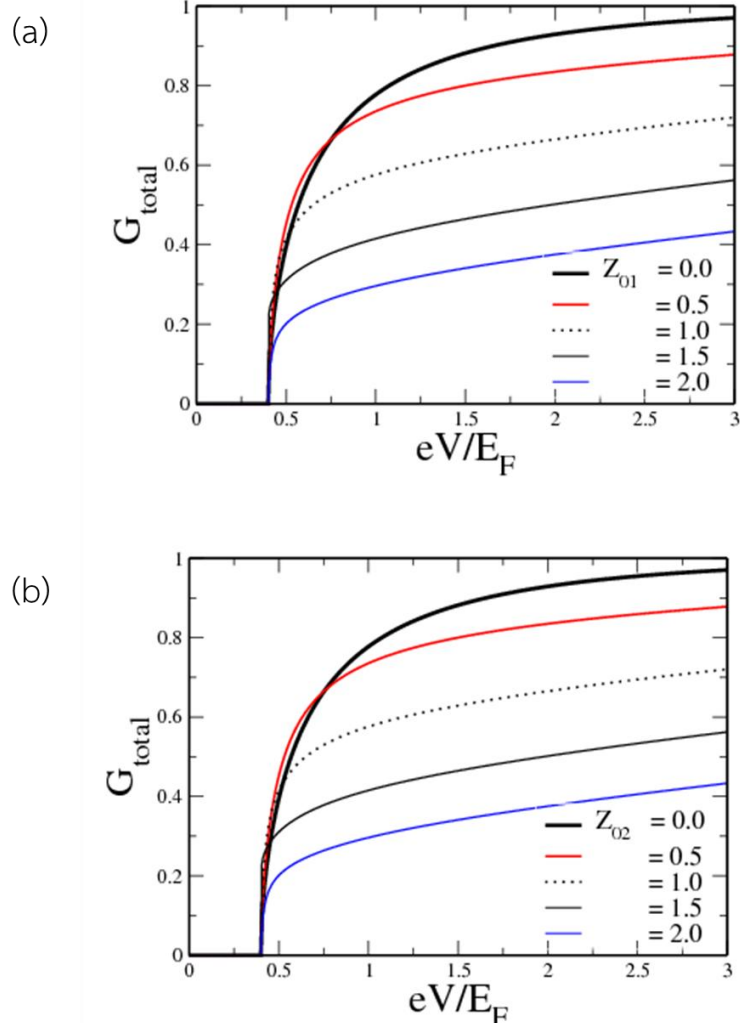
ภาพประกอบ 4.38 แสดงผลของความแรงของกัมพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_{F2}) ต่อความน่าจะเป็นของการส่งผ่าน ($T_{\uparrow}, T_{\downarrow}$) และการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ($R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$) จากการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินลง โดยกำหนด $L=1.0$

จากภาพประกอบ 4.37 และ 4.38 พบว่า เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F2} พบว่า ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีลักษณะมีการลดหรือเพิ่มคล้ายกับความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนของการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ Z_{F1} สามารถสรุปได้ว่าตำแหน่งของรอยต่อจึงไม่มีผลต่อการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อในกรณีที่มีกัมพงศักย์ค่าเดียว ผลของการเปลี่ยนค่าความแรงของกัมพงศักย์ทำให้เกิดการกระเจิงแบบพลิกกลับ Z_{F1} และ Z_{F2} จึงมีผลคล้ายกัน

4.7.3 ผลของกัมพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)

การศึกษาผลของกัมพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน สามารถนำมาคำนวณหาค่าความนำไฟฟ้าดังนี้ โดยผลของกัมพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ดังแสดงในภาพประกอบ 4.39



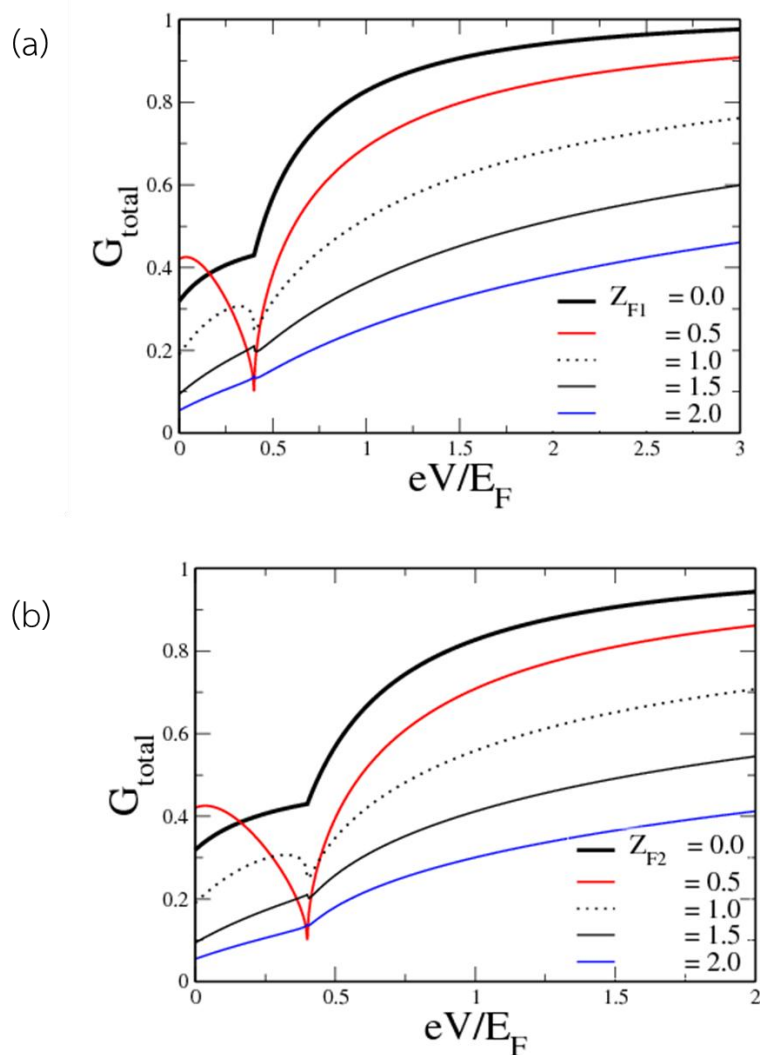


ภาพประกอบ 4.39 แสดงผลของค่าพียงค์กัทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวขนาน

จากภาพประกอบ 4.39 (a) ผลของ Z_{01} และ (b) ผลของ Z_{02} ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า เมื่อพิจารณาจากภาพประกอบพบว่า เมื่อเพิ่มความแรงของค่าพียงค์กัทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ Z_0 ให้มีค่ามากขึ้นค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าก็จะลดลงด้วยเช่นกันและเมื่อพิจารณาผลของ Z_{01} และผลของ Z_{02} พบว่าลักษณะกราฟของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าลักษณะเหมือนกัน โดยสามารถสรุปได้ว่า ตำแหน่งของรอยต่อไม่มีผลต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า และเมื่อพิจารณากับภาพประกอบ 4.22 แสดงผลของค่าพียงค์กัทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบขนานกันพบว่า กราฟมีลักษณะเหมือนกัน แต่ที่ต่างกันคือจุดเริ่มต้นของกราฟ เนื่องจากผลของทิศทางของแมกเนไทเซชัน



4.7.4 ผลของกัมพวงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)



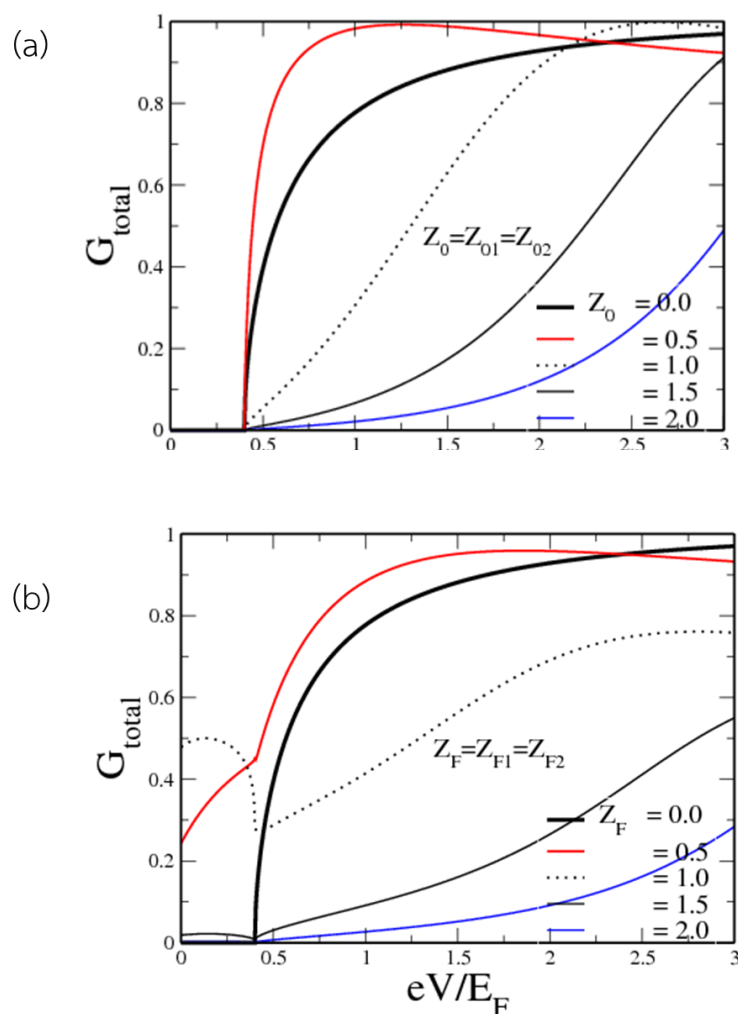
ภาพประกอบ 4.40 แสดงผลของกัมพวงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนวนาน

จากภาพประกอบ 4.40 (a) ผลของ Z_{F1} และ (b) ผลของ Z_{F2} ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า เมื่อพิจารณาจากภาพประกอบพบว่า เมื่อเพิ่มความแรงของกัมพวงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ให้มีค่ามากขึ้นค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าก็จะลดลงด้วยเช่นกันและเมื่อพิจารณาผลของ Z_{F1} และผลของ Z_{F2} พบว่าลักษณะกราฟของสเปกตรัมความนำมีลักษณะเหมือนกัน มีรอยหยักที่จุด $eV = 2E_{ex}$ ซึ่งเป็นจุดที่เป็นจุดเริ่มต้นของแถบพลังงานรองและในกรณีกัมพวงศักย์ที่ทำให้เกิดการ



กระเจิงแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) พบว่าเป็นจุดที่เริ่มต้นของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบจะเกิดการพลิกกลับเมื่อพลังงานมีค่าน้อยที่สุดเท่ากับพลังงานที่จุดต่ำสุดของแถบพลังงานรอง

4.7.5 ผลของความสัมพันธ์ของค่าแรงแคตย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G)

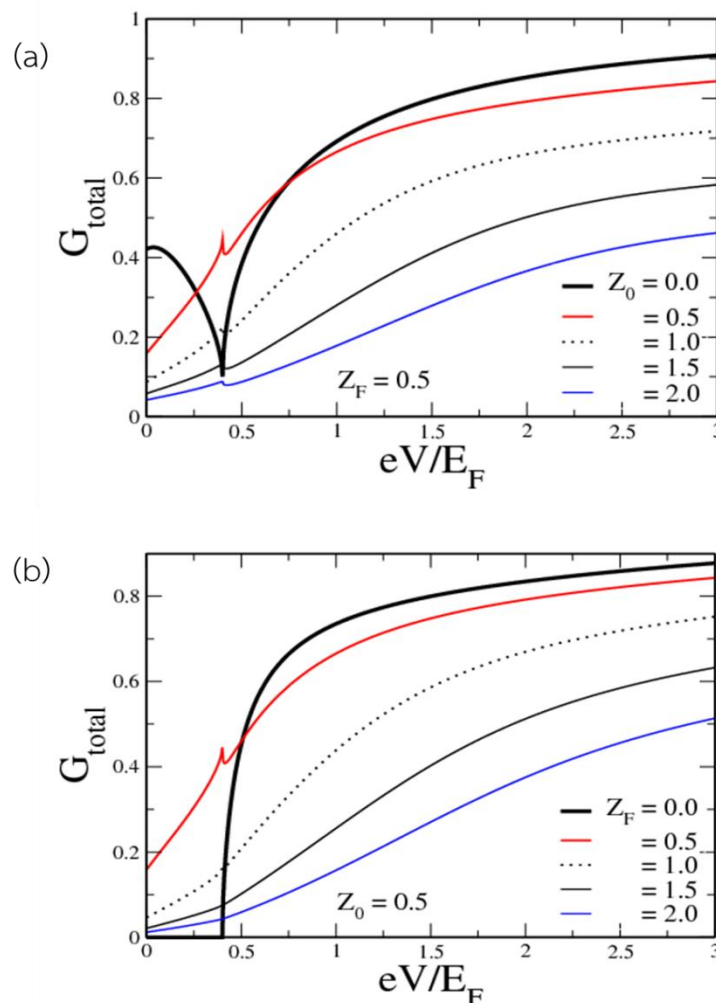


ภาพประกอบ 4.41 แสดงผลของความสัมพันธ์ค่าแรงแคตย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวนขนาน

จากภาพประกอบ 4.41 แสดงผลของความสัมพันธ์ค่าแรงแคตย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติและแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) โดย 4.24(a) ผลของ Z_0 และ 4.24 (b) ผลของ Z_F ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าพิจารณา 4.41(a) เมื่อกำหนดให้รอยต่อทั้งสองมีค่า Z_0 พบว่า สเปกตรัมความนำไฟฟ้า



สูงสุดเมื่อ $Z_0 = 0.5$ จุดเริ่มต้นของกราฟเริ่มต้นที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ และลักษณะของกราฟในกรณี 1.0 1.5 และ 2.0 มีลักษณะการลดลงของค่าความนำไฟฟ้าเหมือนกันและเมื่อพิจารณา 4.41(b) พบว่า กราฟเปลี่ยนแปลงความชันคือจุดที่ระดับพลังงาน $eV = 2E_{ex}$ และพิจารณาที่จุดพลังงานต่ำ $eV < 2E_{ex}$ พบว่า $Z_F = 1.0$ มีจุดเริ่มต้นของค่าความนำไฟฟ้าสูงกว่าในกรณีอื่นๆ แต่เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานสูง $eV > 2E_{ex}$ พบว่าค่าความนำไฟฟ้าของกรณี $Z_F = 0.5$ มีความนำไฟฟ้าสูงสุด



ภาพประกอบ 4.42 แสดงผลของความสัมพันธ์กำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ (Z_0) และแบบสปินพลิกกลับ (Z_F) ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า (G) ในกรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวอนขนาน (a) $Z_0 = 0.5$ และ (b) $Z_F = 0.5$

จากภาพประกอบ 4.42 (a) $Z_0 = 0.5$ และ (b) $Z_F = 0.5$ พบว่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณีที่เปลี่ยน (Z_F) มีค่าความนำไฟฟ้าสูงกว่าการเปลี่ยน (Z_0) เนื่องจากในกรณีที่เปลี่ยน Z_F ทำให้เกิดการเปลี่ยนทิศทางของสปินทำให้มีความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในทิศทางตรงข้าม



กับอิเล็กทรอนิกส์กระทบเกิดขึ้น จึงส่งผลให้ค่าความนำไฟฟ้าสูงกว่าในกรณีการเปลี่ยน Z_0 เพราะทำหน้าลดกำแพงศักย์ลดค่าความนำจะเป็นของการส่งผ่านเพียงอย่างเดียว



บทที่ 5

สรุปผลการวิจัยและข้อเสนอแนะ

5.1 สรุปผลการศึกษา

งานวิจัยนี้เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างวัสดุเพอร์โรแมกเนต/โลหะ/เพอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อในกรณี 1 มิติ ที่มีวัสดุต่างกันทั้งสามชนิด โดยพิจารณาผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ประกอบด้วย ผลของความหนาของวัสดุโลหะ(ชั้นกลาง) มวลยังผลของอิเล็กตรอนในแต่ละวัสดุ กำแพงศักย์ที่รอยต่อทั้งสอง ลักษณะทิศทางของแมกเนไทเซชันของวัสดุเพอร์โรแมกเนต โดยพิจารณาผลของพารามิเตอร์ดังกล่าวที่มีผลต่อการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนสปินขึ้น ($R_{\uparrow}$) และสปินลง ($R_{\downarrow}$) การส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินขึ้น ($R_{\uparrow}$) และสปินลง ($T_{\downarrow}$) และสเปกตรัมความนำไฟฟ้า(G) ดังนี้

5.1.1 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบปกติ : Z_0

กำแพงศักย์ดังกล่าวเกิดขึ้นเมื่อมีการนำวัสดุสองชนิดมาต่อกัน ทั้งนี้เนื่องจากไม่สามารถทำให้วัสดุทั้งสองชนิดรวมเป็นเนื้อเดียวกันได้ ซึ่งพลังงานศักย์ชนิดนี้ไม่มีผลทำให้อิเล็กตรอนเปลี่ยนทิศทางสปินในขณะที่เกิดการส่งผ่าน ดังนั้น Z_{01} และ Z_{02} จึงทำหน้าที่เป็นกำแพงศักย์เมื่อมีค่าเพิ่มมากขึ้น ความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลงก็จะลดลง ส่งผลให้ค่าความนำไฟฟ้าลดลงด้วยเช่นกัน ทั้งนี้ความน่าจะเป็นการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลงจะมีพฤติกรรมตรงกันข้ามกับความน่าจะเป็นการส่งผ่าน กล่าวคือ จะมีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อ Z_{01} และ Z_{02} มีค่ามากขึ้น และการตกกระทบของอิเล็กตรอนที่มีสปินชี้ลงจะมีการส่งผ่านเริ่มต้นที่ ณ พลังงาน $eV = 2E_{ex}$ เมื่อ E_{ex} คือ พลังงานแลกเปลี่ยนภายในวัสดุเพอร์โรแมกเนต โดยที่ค่าพลังงานนี้เป็นระดับพลังงานต่ำสุดที่สามารถพบอิเล็กตรอนสปินลงได้

5.1.2 ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับ : Z_F

กำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับมีคุณสมบัติทางฟิสิกส์ คือการเปลี่ยนแปลงทิศทางสปินของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบให้ส่งผ่านกลายเป็นสปินตรงข้ามและยังคงทำหน้าที่เป็นกำแพงศักย์เมื่อมีค่าเพิ่มมากขึ้นความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลงก็จะลดลง ส่งผลให้สเปกตรัมความนำไฟฟ้าก็ลดลงด้วย แต่ในการศึกษากรณีโครงสร้างของรอยต่อที่มีทิศทางของแมกเนไทเซชันแบบสวชนานพบว่า ผลของกำแพงศักย์ที่ทำให้เกิดการกระเจิงแบบสปินพลิกกลับมีค่าเพิ่มขึ้นส่งผลความน่าจะเป็นการส่งผ่านของอิเล็กตรอนสปินขึ้นและสปินลงก็จะเพิ่มขึ้น ทำให้ค่าความนำไฟฟ้าเพิ่มขึ้นด้วยเช่นกัน ซึ่งการศึกษาในเชิงทฤษฎีจะพิจารณาโดยใช้การกระเจิงแบบเมทริกซ์ ทั้งนี้ในทางปฏิบัติสามารถทำได้โดยการฝังไอออนที่มีสมบัติทางด้านแม่เหล็กลงไปยังบริเวณรอยต่อ

5.1.3 ผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน : η

จากการพิจารณาผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนทำให้ทราบว่า ความแตกต่างระหว่างมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุแต่ละชนิดทำให้ความน่าจะเป็นการส่งผ่านมีการเปลี่ยนแปลงไปในลักษณะต่างกัน นั่นคือ ความน่าจะเป็นการส่งผ่านจะมากขึ้นเมื่อมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเพอร์โร



แมกเนตมีค่าน้อยกว่าวัสดุโลหะ ในทางตรงกันข้าม จะมีกำลังศักย์เกิดขึ้นเมื่อมวลยังผลของอิเล็กตรอนในวัสดุเฟอร์โรแมกเนตมากกว่าวัสดุโลหะอันเป็นผลทำให้ความน่าจะเป็นการส่งผ่านลดน้อยลง ซึ่งกำลังศักย์ดังกล่าวเกิดจากการสะสมของประจุบริเวณรอยต่อ ทั้งนี้เนื่องจากอิเล็กตรอนในฝั่งเฟอร์โรแมกเนตที่มีมวลยังผลของอิเล็กตรอนมากจะเคลื่อนที่ช้ากว่าอิเล็กตรอนในฝั่งโลหะที่มีมวลยังผลของอิเล็กตรอนน้อย จึงทำให้อิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ช้าผลักอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่เร็วกว่าให้เคลื่อนที่ช้าลงและสะสมอยู่ที่บริเวณรอยต่อ

5.1.4 ผลของความหนาของชั้นโลหะ (ชั้นกลาง) : L

จากการพิจารณาผลของความหนาของชั้นโลหะ(ชั้นกลาง)ทำให้ทราบว่า เมื่อเพิ่มความหนาของวัสดุโลหะมีค่าเพิ่มขึ้น คาบของความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนมีการแกว่งกวัดมากขึ้นด้วยเช่นกัน ซึ่งการแกว่งกวัดของสเปกตรัมของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนเกิดการการเพิ่มวัสดุชั้นกลางเข้ามาในรอยต่อ สังเกตได้จากการศึกษาในหัวข้อที่ผ่านมาโดยศึกษาการส่งผ่านรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะ/โลหะแบบหนึ่งรอยพบว่าไม่มีการแกว่งกวัดเกิดขึ้น

5.2 ข้อเสนอแนะ

จากการศึกษาเชิงทฤษฎีการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต/โลหะ/เฟอร์โรแมกเนตแบบสองรอยต่อในกรณี 1 มิติ มีข้อเสนอแนะสำหรับผู้สนใจศึกษา คือ การศึกษาผลของมิติต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในระบบรอยต่อดังกล่าว เพื่อศึกษาผลของมิติที่มากขึ้นต่อความนำไฟฟ้าเพื่อนำผลมาเปรียบเทียบกับการศึกษาในกรณี 1 มิติ



เอกสารอ้างอิง



เอกสารอ้างอิง

- [1] Binasch G, Grunberg P, Saurenbach F, Zinn F. “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”. Phys. Rev. B. 1989; 39(7): 4828-4830.
- [2] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Van Dau F N, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J. “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices”. Phys. Rev. B. 1988; 61(21): 2472-2475.
- [3] Pasanai K, Pairor P. “Spin-flip scattering and dimensional effect on transport of charge and spin across metal/ferromagnet material interfaces”. Phys. Rev. B. 2011; 84(22): 224432.
- [4] Pasanai K, Pairor P. “Tunneling conductance spectra of a metal/ ferromagnet junction within a two-band model” J. Mag. Magn. Mater. 2013; 328: 35-40
- [5] Qi Y, Xing D Y, Dong J. “Relation between Julliere and Slonczewski models of tunneling magnetoresistance”. Phys. Rev. B. 1998; 58: 2783-2787.
- [6] Li F-F, zhong Li Z, wen Xiao M, Du J, Xuand W, Hu A. “Bias dependence and inversion of the tunneling magnetoresistance in ferromagnetic junctions”. Phys. Rev. B. 2004; 69: 054410-054418.
- [7] Beletskii NN, Berman GP, Bishop AR, Borysenko SA, Yakovenko VM. “Magnetoresistance and spin polarization of electron current in magnetic tunnel junctions”. Phys. Rev. B. 2007; 75: 174418-174426.
- [8] Chen X, Zheng QR, Gang S. “Oscillations of tunnel magnetoresistance induced by spin-wave excitations in ferromagnet-ferromagnet-ferromagnet double-barrier tunnel junctions”. Phys. Rev. B. 2007; 76: 144409-144418.
- [9] Brataas A, Nazarov YV, Inoue J, Bauer GEW “Spin accumulation in small ferromagnetic double-barrier junctions. Phys”. Rev. B. 1999; 59: 93-96.
- [10] Zutic I, Valls OT. “Spin-polarized tunneling in ferromagnet /unconventional superconductor junctions”. Phys. Rev. B. 1999; 60: 6320-6323.
- [11] Kashiwaya S, Tanaka Y, Yoshida N, Beasley MR. “Spin current in ferromagnet-insulator-superconductor junctions”. Phys. Rev. B. 1999; 60: 3572-5380.



- [12] Kikuchi K, Imamura H, Takahashi S, Maekawa S. “Conductance quantization and Andreev reflection in narrow ferromagnet /superconductor point contacts”. Phys. Rev. B. 2001; 65: 020508-02012.
- [13] Lindee J, Sudbo A. “Signatures of retroreflection and induced triplet electron-hole correlations in ferromagnet–wave-superconductor structures”. Phys. Rev. B. 2007; 75: 134509-134521.
- [14] Takahashi S, Imamura H, Maekawa S. “Spin Imbalance and magnetoresistance in Ferromagnet/ Superconductor /Ferromagnet Double Tunnel Junctions”. Phys. Rev. Lett. 1999; 82: 3911- 3914.
- [15] Zhu JX, Friedman B, Ting CS. “Spin-polarized quasiparticle transport in ferromagnet–d-wave-superconductor junctions with a 110 interface”. Phys. Rev. B. 1999; 59: 9558-9563.
- [16] Zheng Z, Qi Y, Xing DY, Dong J. “Oscillating tunneling magnetoresistance in magnetic double-tunnel-junctions structures”. Phys. Rev. B. 1999; 59: 14505-14509.
- [17] Yoshida N, Tanaka Y, Inoue J, Kashiwaya S. “Magnetoresistance in a ferromagnet–d-wave-superconductor double tunnel junctions”. Phys. Rev. B. 2000; 63: 024509-024514.
- [18] Bozovic MCV, Radovic Z. “Coherent effects in double-barrier tunnel ferromagnet/ superconductor /ferromagnet junctions”. Phys. Rev. B. 2002; 66: 134524-134531.
- [19] Yamashita T, Imamura H, Takahashi S, Maekawa S. “Andreev reflection in ferromagnet/superconductor/ferromagnet double junction systems”. Phys. Rev. B. 2003; 67: 094515-094523.
- [20] Dong ZC, Shen ZM, Xing DY, Wang ZD. “ Coherent quantum transport in ferromagnet/superconductor/ferromagnet structures”. Phys. Rev. B. 2003; 67: 134515-134518.
- [21] Niu ZP, Xing DY. “Spin-triplet pairing states in ferromagnet/ferromagnet/d-wave superconductor heterojunctions with noncollinear magnetizations”. Phys. Rev. Lett. 2007; 98: 057005-057009.



- [22] Bumned S, Tang IM, Hoonsawat S. “Quantum transport of injected electrons in an asymmetric $\text{FM}/\text{I}_1/\text{SC}/\text{I}_2/\text{FM}$ junction: Directional dependence”. *Phys. Chem. C*. 2008; 468: 1006-1012.
- [23] Ohtori H, Imamura H. “Conductance oscillations due to geometrical resonance in FNS double junction systems”. *Phys. Rev. B*. 2009; 79: 212507-212511.
- [24] MJ. “Magnetoresistance is magnetic tunnel junction”. *Phys. Rev. Lett*. 1975; 54(A): 225.
- [25] Levi AFJ. *Applied quantum mechanics*. 2nd ed. London: Cambridge University Press; 2006. p. 141-142.



ภาคผนวก





สเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ

Tunneling conductance spectrum of metal and metal junction system

ปัทมา เร่งพิมาย^{1*}, กฤษกร ปาสาไน²

Pattama Rangpimai^{1*}, Kritsakron Pasanai²

บทคัดย่อ

งานวิจัยนี้ได้ศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเนื่องจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะกับโลหะ ในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ ภายใต้การประมาณแบบอิเล็กตรอนอิสระ กล่าวคือ ระบบที่อิเล็กตรอนมีอิสระในการเคลื่อนที่ด้วยพลังงานจลน์โดยปราศจากพลังงานศักย์ นอกจากนี้ ณ ที่รอยต่อมีการกำหนดให้กำแพงศักย์เป็นแบบฟังก์ชันเดลต้า ซึ่งจะปรากฏค่าความแรงเฉพาะ ณ ที่รอยต่อเท่านั้น จากการศึกษาพบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ มีลักษณะแตกต่างกันอย่างมีนัยสำคัญ อย่างไรก็ตามค่าดังกล่าวจะลดลงในลักษณะเดียวกันเมื่อเพิ่มค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ โดยมีค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเมื่อไม่มีกำแพงศักย์ที่รอยต่อ เมื่อพิจารณาผลของมวลอิเล็กตรอนในโลหะพบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเมื่อมวลอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองมีขนาดประมาณเท่ากัน สำหรับผลของพลังงานขีดเริ่มพบว่า ลักษณะเส้นกราฟของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าไม่มีการเปลี่ยนแปลงเพียงแต่จุดเริ่มต้นของกราฟจะเปลี่ยนไปตามพลังงานขีดเริ่มที่กำหนด

คำสำคัญ: สเปกตรัมความนำ ; รอยต่อระหว่างโลหะ/โลหะ ; การส่งผ่านของอิเล็กตรอน

Abstract

The aim of this research was to study the conductance spectrum due to electron transfer in 1, 2 and 3 dimensions for a metal/metal junction using free electron approximation, which is a system that has free electrons moving, so that the kinetic energy is affected but not the potential energy. Furthermore, the delta function potential wall was set and the potential strength will only occur at the junction. The results revealed that the 1, 2 and 3-dimensional conductance were significantly different from each other. However, it was found that they all had the same character of decreasing the conductance while increasing the potential strength. The maximum conductance was obtained from $Z = 0$. The effect of the electron effective mass was also determined. The study found that electrons of the same effective mass in both of the metals provided maximum conductance. Off-set energy did not effect the conductance spectrum, but it changed the beginning point.



Keywords: Conductance spectrum; Metal/Metal junctions; Tunneling electron

¹นิสิต ป.โท, ²ผู้ช่วยศาสตราจารย์, ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม ตำบล ขามเรียง อำเภอกันทรวิชัย จังหวัดมหาสารคาม 44150

¹Graduate Student, ²Assist. Prof., Department of Physics, Faculty of Science, Mahasarakham University, Kham Rieng, Kantharawichai, Mahasarakham, 44150, Thailand.

* Corresponding author: Pattama Rangpimai, Department of Physics, Faculty of Science, Mahasarakham University, Kham Rieng Kantharawichai Mahasarakham, 44150, Thailand.

บทนำ

ในการศึกษาทฤษฎีการทะลุผ่านทางด้านกลศาสตร์ควอนตัมเป็นการศึกษาพฤติกรรมของอนุภาคขนาดเล็กซึ่งต่างจากในระบบกลศาสตร์ดั้งเดิมที่ไม่สามารถอธิบายปรากฏการณ์บางอย่างทางฟิสิกส์ของอนุภาคดังกล่าวได้ เช่น การศึกษาคุณสมบัติการเป็นคลื่นและอนุภาคของอิเล็กตรอนที่สามารถเคลื่อนที่ผ่านสิ่งกีดขวางได้ ปรากฏการณ์นี้เกิดขึ้นเมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ไปพบสิ่งกีดขวางหรือกำแพงศักย์ที่อาจจะมีขนาดความหนาขนาดต่างๆ หลังจากนั้นคลื่นดังกล่าวสามารถส่งผ่านออกไปยังอีกฝั่งหนึ่งของสิ่งกีดขวางได้¹⁻³ ใน Figure 1 แสดงถึงอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ โดยแบ่งออกเป็น 2 กรณี คือ กรณีที่ 1 เมื่ออนุภาคมีพลังงานมากกว่ากำแพงศักย์ (ฝั่งซ้ายมือ) และกรณีที่ 2 เมื่ออนุภาคมีพลังงานน้อยกว่ากำแพงศักย์ (ฝั่งขวามือ) โดยประกอบด้วยคลื่นตกกระทบ คลื่นสะท้อน และคลื่นส่งผ่าน

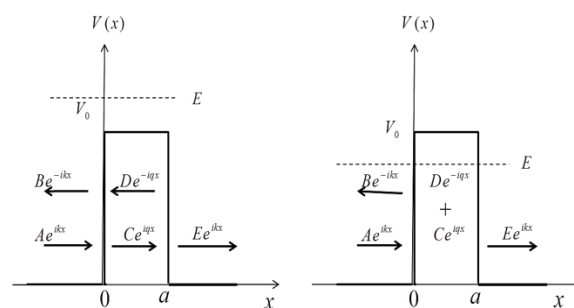


Figure 1 Potential barrier and propagation directions of the incident, reflected and transmitted waves.

นอกจากนั้นการศึกษาทฤษฎีการทะลุผ่านทางด้านกลศาสตร์ควอนตัม ยังถูกประยุกต์เพื่ออธิบายพฤติกรรมของอิเล็กตรอนในการทะลุผ่านระหว่างรอยต่อของวัสดุ ซึ่งมีทั้งระบบหนึ่งรอยต่อและมากกว่าหนึ่งรอยต่อ เช่น ในรอยต่อระบบอิเล็กตรอนแก๊สเมื่อมีอันตรกิริยาคู่ควบแบบ Dresselhaus/โลหะ⁴⁻⁵ และระบบรอยต่อระหว่างอิเล็กตรอนแก๊สเมื่อมีอันตรกิริยาคู่ควบแบบ Rashba/โลหะ⁶⁻⁷ โดยเป็นการศึกษาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าที่เกิดจากผลของปฏิกิริยาคู่ควบที่ส่งผลต่อค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ส่วนการศึกษาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ารอยต่อของวัสดุจำพวก โลหะกับเฟอร์โรแมกเนต⁸⁻¹⁸ โดยใช้แบบจำลอง



การประมาณค่าพลังงานแบบ 1 แถบพลังงาน และ 2 แถบพลังงานที่มีการคู่ควบกัน

จากการประมาณค่าพลังงานข้างต้น เพื่อนำมาใช้เปรียบเทียบกับค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าที่เกิดจากทั้ง 2 แบบจำลอง พบว่าการใช้แบบจำลองแบบ 2 แถบพลังงาน เมื่อพิจารณาผลของค่าพลังงานศักย์ที่รอยต่อ ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าลดลงเมื่อค่าพลังงานศักย์ที่รอยต่อมากขึ้น ซึ่งเป็นผลที่ได้โดยปกติในการศึกษาเรื่องการทะลุผ่านระหว่างรอยต่อนอกจากนี้ค่าพลังงานศักย์ที่รอยตอยังส่งผลถึงการคู่ควบระหว่างพลังงานในรอยต่อ กล่าวคือ ลักษณะการคู่ควบที่ปรากฏในเส้นสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะลดลง (เลื่อนหาย) เมื่อรอยต่อมีค่าพลังงานศักย์สูง ในทางกลับกัน ลักษณะการคู่ควบจะปรากฏชัดเจนเมื่อรอยต่อมีค่าพลังงานศักย์ที่ต่ำ

นอกจากนี้ยังมีงานวิจัยที่พบว่าวิธีที่สามารถเพิ่มลดค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของรอยต่อคือการใส่แผ่นฉนวนบางระหว่างวัสดุเฟอร์โรแมกเนต โดยแผ่นฉนวนที่ใส่เข้าไปนี้จะไปทำหน้าที่เป็นกำแพงศักย์ที่ทำให้อิเล็กตรอนมีการกระเจิงโดยทำให้สปินพลิก จากตัวอย่างนี้แสดงให้เห็นว่าพารามิเตอร์ฉนวนสามารถเลือกค่าของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าให้มีค่าลดลงหรือเพิ่มขึ้นตามแรงดันไฟฟ้าได้ ด้วยเหตุนี้จึงเห็นว่าคุณสมบัติของรอยต่อมีความสำคัญมากในการปรับปรุงประสิทธิภาพการขนส่งประจุและสปิน เป็นต้น อย่างไรก็ตาม ในการประยุกต์ใช้งานรอยต่อระหว่างวัสดุในอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ส่วนใหญ่ประกอบด้วยรอยต่อระหว่างวัสดุที่มากกว่าหนึ่งรอยต่อ ซึ่งในปัจจุบันได้มีการนำมาใช้อย่างแพร่หลายและรวดเร็ว ตั้งแต่มีการค้นพบค่าความต้านทานเชิงแม่เหล็กขนาดใหญ่ (Giant magnetoresistance ; GMR) ในปี ค.ศ. 2007 โดย ปีเตอร์ กรูนเบิร์ก ค้นพบ GMR ในรอยต่อระหว่างวัสดุเหล็ก/โครเมียม/เหล็ก¹⁹ และอัลเบิร์ต เฟรท พบในรอยต่อระหว่างเหล็ก/โครเมียมแบบ 60 รอยต่อ²⁰ ซึ่งนำมาสู่การศึกษาทางด้านอิเล็กทรอนิกส์ยุคใหม่

ที่เรียกว่า สปินทรอนิกส์ ที่เกี่ยวข้องกับการควบคุมการไหลของอิเล็กตรอนข้ามรอยต่อระหว่างวัสดุที่มีคุณสมบัติเชิงแม่เหล็ก

จากการอธิบายข้างต้นจะเห็นความสำคัญของงานวิจัยด้านรอยต่อ ด้วยเหตุนี้ในงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาเชิงทฤษฎีการส่งผ่านของพาหะในรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ ซึ่งถือเป็นวัสดุพื้นฐานเพื่อทำความเข้าใจฟิสิกส์ของรอยต่อระหว่างวัสดุที่มีโครงสร้างซับซ้อนขึ้น โดยการใช้วิธีการเชิง กล่าวคือ เป็นวิธีพิจารณาการกระเจิงของอิเล็กตรอนที่ระดับพลังงานและโมเมนตัมเดียวกันในรอยต่อของวัสดุ ด้วยเหตุนี้พลังงานและโมเมนตัมจึงอนุรักษ์ โดยการคำนวณค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในรอยต่อซึ่งถือเป็นปริมาณทางกายภาพที่สามารถวัดได้จริงในเชิงทดลอง

อย่างไรก็ตามประเด็นที่น่าสนใจในงานวิจัยนี้คือ ที่บริเวณรอยต่อของวัสดุถูกกำหนดและนิยามโดยใช้ฟังก์ชันเดลตาของดิแรค $\delta(x)$ โดยมีนิยามดังนี้ $\delta(x) = 0$ ทุกที่ ยกเว้นที่ $x = 0$ จะมีค่าอนันต์ นั่นคือ กำหนดให้มีกำแพงศักย์เฉพาะที่รอยต่อเท่านั้นและไม่คิดผลของระยะปลอดพาหะ นอกจากนี้ยังพิจารณาผลของพารามิเตอร์ที่สำคัญในรอยต่อต่อค่าสเปกตรัมข้างต้น เช่น มิติของระบบ มวลยังผลของอิเล็กตรอน พลังงานขีดเริ่มและค่าพลังงานศักย์ ณ ที่รอยต่อ โดยมีขั้นตอนและวิธีการคำนวณแสดงอย่างละเอียดอยู่ในหัวข้อวิธีการศึกษา ในส่วนของผลและการอภิปรายผล ได้มีการอธิบายผลของพารามิเตอร์ต่างๆ ที่ส่งผลต่อค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า และในส่วนสุดท้ายจะเป็นสรุปผลการคำนวณ

วิธีการศึกษา

กระบวนการการศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเนื่องจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ ได้ใช้แบบจำลอง



การส่งผ่านของพาหะ สิ่งที่จะต้องศึกษาเป็นส่วนแรก คือการพิจารณาโครงสร้างแถบพลังงานของระบบเพื่อใช้ในการเขียนแฮมิลโทเนียนของระบบ จากแฮมิลโทเนียนจะสามารถเขียนฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณได้ นอกจากนี้เมื่อพิจารณาฟังก์ชันคลื่นพบว่า ประกอบด้วยสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน ซึ่งต้องใช้เงื่อนไขขอบเขต สำหรับการแก้สมการเพื่อหาค่าสัมประสิทธิ์ดังกล่าวเพื่อนำไปคำนวณความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอนได้ หลังจากนั้นจะได้นำผลการส่งผ่านของอิเล็กตรอนไปคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าซึ่งเป็นปริมาณที่สามารถวัดได้จากการทดลอง

ในการศึกษานี้พิจารณาทั้งหมด 3 กรณี ได้แก่ ระบบรอยต่อใน 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 2

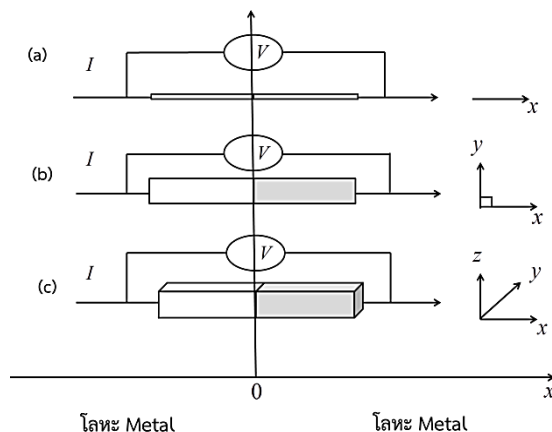


Figure 2 Geometries of (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D M/M junctions.

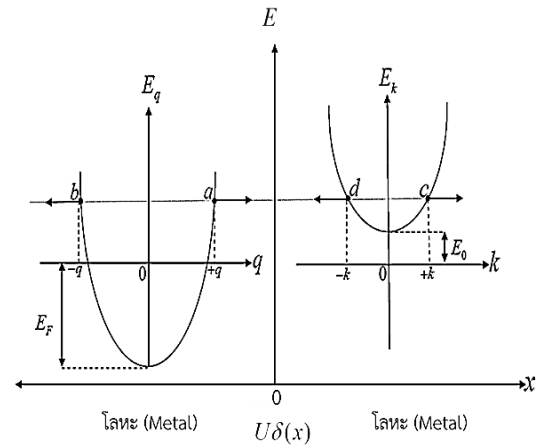


Figure 3 Energy spectra of electrons in a Metal/Metal junction. E_F is the Fermi energy of the metal(left) and E_0 is the Offset energy.

จาก Figure 3 แสดงถึง เส้นสเปกตรัมพลังงานของรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ โดยมี E_F คือ พลังงานเฟอร์มี E_0 คือ ค่าพลังงานขีดเริ่ม a และ b หมายถึง สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของคลื่นตกกระทบและคลื่นสะท้อนในโลหะฝั่งซ้ายมือ ส่วน c และ d หมายถึง สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของคลื่นส่งผ่านและคลื่นสะท้อนในโลหะฝั่งขวามือ q และ k คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือตามลำดับ E_q และ E_k คือ พลังงานของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือ ตามลำดับ

แฮมิลโทเนียนของระบบ

การคำนวณหาพลังงานรวมและฟังก์ชันคลื่นที่ใช้ในการคำนวณปริมาณต่างๆ ทางฟิสิกส์จากการศึกษาทางด้านกลศาสตร์ควอนตัม การหาพลังงานรวมสามารถพิจารณาได้จากตัวดำเนินการแฮมิลโทเนียนของระบบรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและโลหะ ดังนี้

$$\hat{H} = \hat{p} \frac{1}{m^*(x)} \hat{p} + V(x) \quad (1)$$

เมื่อ $\hat{p}$ คือ ตัวดำเนินการโมเมนตัม ซึ่งสามารถเขียนได้เป็น $\hat{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$ และ $m^*(x)$ คือ มวลยังผล



ของอิเล็กตรอนในระบบที่ขึ้นอยู่กับตำแหน่ง x ในรอยต่อ ดังนี้

$$m^*(x) = m_L^* \Theta(-x) + m_R^* \Theta(x) \quad (2)$$

$\Theta(\pm x)$ คือ ฟังก์ชันขั้นบันได m_L^* และ m_R^* คือมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและขวามือ ตามลำดับ $V(x)$ คือ พลังงานศักย์ต่างๆในรอยต่อซึ่งประกอบด้วย กำแพงศักย์ที่รอยต่อ $U\delta(x)$ พลังงานเฟอร์มิ และพลังงานขีดเริ่ม โดยสามารถเขียนเป็นสมการได้ดังนี้

$$V = U\delta(x) + E_0\Theta(x) - E_F\Theta(-x) \quad (3)$$

จากการแก้สมการหาพลังงานเจาะจงและฟังก์ชันคลื่นเจาะจง จะได้ดังนี้

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F \quad (4)$$

$$\psi(x) = ae^{ikx} + be^{-ikx} \quad (5)$$

ฟังก์ชันคลื่นในแต่ละบริเวณ

จากการแก้ปัญหาค่าเจาะจงโดยใช้แฮมิลโทเนียนของระบบ พบว่าจะได้ฟังก์ชันคลื่นของรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและโลหะในแต่ละบริเวณดังนี้

ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนบริเวณที่ 1 ($x < 0$)

$$\psi_L(x) = (e^{iqx} + be^{-iqx})e^{i\vec{q}_{||} \cdot \vec{r}_{||}} \quad (6)$$

ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนบริเวณที่ 2 ($x > 0$)

$$\psi_R(x) = (ce^{ikx} + de^{-ikx})e^{i\vec{k}_{||} \cdot \vec{r}_{||}} \quad (7)$$

เนื่องจากระบบที่พิจารณาทั้ง 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ อย่างไรก็ตาม ในการคำนวณสามารถลดจำนวนพารามิเตอร์ที่เกี่ยวข้องกับมุมต่างๆโดยใช้ความสัมพันธ์ของมุม ดังแสดงใน Figure 4 และ Figure 5

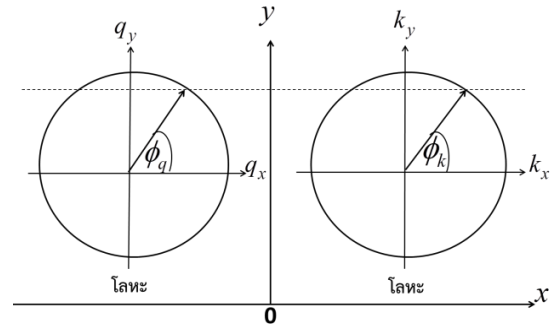


Figure 4 Energy Contours of metal/metal junction for 2D

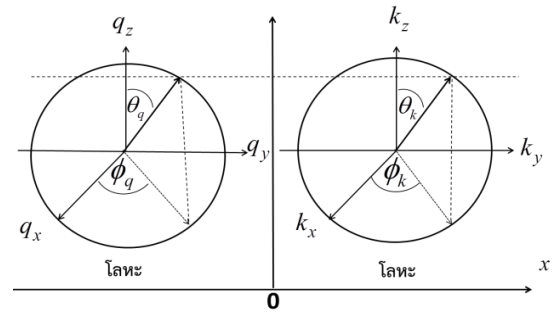


Figure 5 Energy Contours of metal/metal junction for 3D

ในกรณี 2 มิติสามารถพิจารณาได้จากกฎอนุรักษ์โมเมนตัมในแนวขนาน นั่นคือ $\vec{q}_{||} = \vec{k}_{||}$ จะได้

$$q \sin \phi_q = k \sin \phi_k \quad (8)$$

ด้วยเหตุนี้จะสามารถเขียนสมการให้อยู่ในรูปของมุมตกกระทบได้ดังนี้

$$\phi_q = \text{Arcsin}\left(\frac{k}{q} \sin \phi_k\right) \quad (9)$$

ในกรณี 3 มิติ สามารถพิจารณาได้จากกฎอนุรักษ์โมเมนตัมในแนวขนานนั่นคือ $\vec{q}_{||} = \vec{k}_{||}$ จะได้

$$\vec{q}_{||} = q_y + q_z = \hat{z}q \cos \theta_q + \hat{y}q \sin \theta_q \sin \phi_q$$

$$\vec{k}_{||} = k_y + k_z = \hat{z}k \cos \theta_k + \hat{y}k \sin \theta_k \sin \phi_k$$

$$\left. \begin{aligned} q \cos \theta_q &= k \cos \theta_k \\ q \sin \theta_q \sin \phi_q &= k \sin \theta_k \sin \phi_k \end{aligned} \right\} \quad (10)$$



สามารถเขียนสมการให้อยู่ในรูปของมุมตกกระทบ
ได้ดังนี้

$$\theta_q = \text{Arccos}\left(\frac{k}{q} \cos \theta_k\right) \quad (11)$$

$$\phi_q = \text{Arcsin}\left[\frac{k \sin \theta_k \sin \phi_k}{q \sin\left(\text{Arccos}\left(\frac{k}{q} \cos \theta_k\right)\right)}\right] \quad (12)$$

เงื่อนไขขอบเขต

การคำนวณค่าสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอนจะใช้เงื่อนไขขอบเขต 2 ข้อ ดังนี้

$$\psi_L(x=0) = \psi_R(x=0) \equiv \psi(0) \quad (13)$$

$$\left(\frac{d\psi_2}{dx} - \eta \frac{d\psi_1}{dx}\right)\bigg|_{x=0} = 2k_F Z \psi(0) \quad (14)$$

เมื่อ $\frac{m_L^*}{m_R^*} = \eta$ คือ อัตราส่วนของมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทางฝั่งซ้ายมือและโลหะทางฝั่งขวามือ $Z = \frac{m_R U}{h^2 k_F^2}$ คือ ค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ

และ $k_F = \sqrt{\frac{2m_R E_F}{\hbar^2}}$ คือ ขนาดของเวกเตอร์คลื่นของพลังงานเฟอร์มิของโลหะฝั่งขวามือ

จากเงื่อนไขขอบเขตข้อที่ 1 และ 2 จะได้

$$1 + b = c \equiv \psi(0) \quad (15)$$

$$ikc - \eta (iq - iqb) = 2k_F Z \psi(0) \quad (16)$$

สัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและการส่งผ่านของอิเล็กตรอน มีค่าเท่ากับ

$$b = \frac{(2k_F Z - ik + iq)}{(-2k_F Z + ik + iq)} \quad (17)$$

$$c = \frac{(2iq)}{(-2k_F Z + ik + iq)} \quad (18)$$

ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านและสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน

การคำนวณค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน สามารถคำนวณได้จากสมการฟังก์ชันคลื่นรวมในแต่ละบริเวณ โดยใช้เงื่อนไขขอบเขต ซึ่งความสำคัญของสัมประสิทธิ์เหล่านี้คือใช้ในการคำนวณค่าความน่าจะเป็นการส่งผ่านและการสะท้อนกลับของอิเล็กตรอน โดยสามารถหาได้จากสมการความหนาแน่นกระแสของความน่าจะเป็น ดังสมการต่อไปนี้

$$j = \frac{-i\hbar}{2m} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) \quad (19)$$

เมื่อ ψ^* คือ สังกะยเชิงซ้อนของฟังก์ชันคลื่น

จากรอยต่อของวัสดุโลหะและโลหะ เมื่อเกิดการกระเจิงของคลื่น ณ บริเวณรอยต่อพบว่าความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นประกอบไปด้วย ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของอิเล็กตรอนตกกระทบ (j_{in}) ความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของอิเล็กตรอนสะท้อนกลับ (j_{re}) และความหนาแน่นกระแสความน่าจะเป็นของอิเล็กตรอนส่งผ่าน (j_{tr}) ดังนี้

$$j_{in} = \frac{\hbar q}{m_L} \quad (20)$$

$$j_{re} = \frac{\hbar q}{m_L} |b|^2 \quad (21)$$

$$j_{tr} = \frac{\hbar k}{m_R} |c|^2 \quad (22)$$

ซึ่งความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและส่งผ่านของอิเล็กตรอน มีค่าดังสมการต่อไปนี้²¹



$$R = \left| \frac{j_{re}}{j_{in}} \right| \quad (23)$$

$$T = \left| \frac{j_{tr}}{j_{in}} \right| \quad (24)$$

จากสมการความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและส่งผ่านของอิเล็กตรอนข้างต้นสามารถคำนวณหาค่าดังกล่าวได้โดยการนำค่าสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการสะท้อนกลับและสัมประสิทธิ์ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมาคำนวณได้ดังนี้

$$T = \frac{4q^2}{4k_F Z^2 + (k-q)^2} \eta \quad (25)$$

$$R = \frac{4k_F Z^2 + (k-q)^2}{4k_F Z^2 + (k+q)^2} \quad (26)$$

ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การคำนวณหาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในรอยต่อของวัสดุ สามารถคำนวณได้จากการหาอนุพันธ์ความหนาแน่นของกระแสเทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้า ดังนี้¹⁰

$$G(eV) = \frac{edJ(eV)}{d(eV)} \quad (27)$$

สำหรับในกรณี 1 มิติ

$$G_{1D}(eV) = \frac{Le^2}{h} T(eV) \quad (28)$$

ในกรณี 2 มิติ

$$\left. \begin{aligned} G_{2D}(eV) &= \frac{L^2 e^2}{2\pi h} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) d\theta \\ &\times \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2} + k_F^2} T(eV, \theta) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

และในกรณี 3 มิติ

$$\left. \begin{aligned} G_{3D}(eV) &= \frac{L^3 e^2}{4\pi^2 h} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\phi) d\phi \\ &\times \int_0^{\pi} \sin^2(\theta) d\theta \left(\frac{2mE}{\hbar^2} + k_F^2 \right) T(eV, \theta, \phi) \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

ผลและการอภิปรายผล

ในงานวิจัยนี้ได้ศึกษาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและโลหะ โดยศึกษาผลของพารามิเตอร์ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ประกอบไปด้วย ผลของมิติของระบบ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะ กำแพงศักย์ ณ ที่รอยต่อ และพลังงานขีดเริ่ม โดยจะมีผลดังต่อไปนี้

ผลของมิติต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การศึกษาค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า โดยกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะเท่ากันและพลังงานขีดเริ่มถูกกำหนดไว้ที่ $eV = 0$ โดยสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงานในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 6

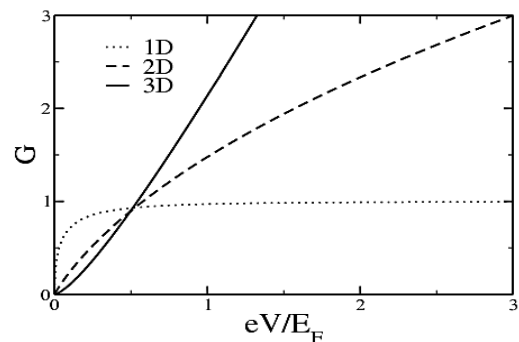


Figure 6 Plots of total conductance spectra G for 1D (dotted), 2D (dashed) and 3D (solid) systems. We set $Z = 0$, $\eta = 1$ and $E_0 = 0$.



จาก Figure 6 พบว่า เมื่อค่าความต่างศักย์มีค่าเพิ่มขึ้นค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะเพิ่มขึ้น นั่นคือเมื่อพลังงานเพิ่มขึ้นจะทำให้อิเล็กตรอนได้รับพลังงานมากพอที่จะเคลื่อนที่ผ่านกำแพงศักย์ได้ ดังนั้นความนำจะเป็นของการส่งผ่านจึงเพิ่มขึ้นด้วย เมื่อเกิดการส่งผ่านมากค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะมากตามไปด้วย นอกจากนี้เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานต่ำ ($eV < E_F$) พบว่า ในทุกมิติของรอยต่อ จะมีการเปลี่ยนแปลงความชันของสเปกตรัมความนำไฟฟ้ารวม ดังแสดงใน Figure 6 ซึ่งการเปลี่ยนแปลงความชันนี้จะเห็นได้ชัดเจนในกรณี 1 มิติ และจะเห็นการเปลี่ยนแปลงน้อยที่สุดในกรณี 3 มิติ

เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานสูง ($eV > E_F$) นั่นคือ การให้ความต่างศักย์ที่สูง สำหรับกรณี 1 มิติค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ารวมจะมีค่าเข้าหาค่าคงที่ค่าหนึ่ง ส่วนกรณี 2 มิติ มีค่าแปรผันตาม $(eV)^{\frac{1}{2}}$ และกรณี 3 มิติ มีค่าแปรผันตาม $(eV)^1$ ด้วยเหตุนี้จากการศึกษาข้างต้นมีข้อสรุปที่สำคัญคือ ความเป็นมิติของระบบส่งผลต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าค่อนข้างน้อยในกรณีที่ eV มีค่าน้อย ส่วนในกรณีที่ eV มีค่ามาก มิติจะส่งผลต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้าได้อย่างชัดเจน ซึ่งผลการศึกษาที่ยังสอดคล้องกับผลการวิจัยในรอยต่อระหว่างวัสดุโลหะและวัสดุเฟอร์โรแมกเนต⁸ ด้วย

ผลของกำแพงศักย์ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การศึกษาผลของกำแพงศักย์ต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ซึ่งกำหนดให้มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะเท่ากัน พลังงานขีดเริ่มยังคงถูกกำหนดไว้ที่ $eV = 0$ และกำหนดให้ค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 0 0.5 1.0 1.5 และ 2.0 ตามลำดับ โดยสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเป็นฟังก์ชันของพลังงานในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 7

จาก Figure 7 เมื่อพิจารณาที่ระดับพลังงานเดียวกัน เช่น $eV = E_F$ เมื่อความแรงของกำแพงศักย์เพิ่มขึ้น มีผลทำให้สเปกตรัมความนำไฟฟ้ามีค่าลดลง โดยพบว่า มีลักษณะการลดลงเหมือนกันทั้งในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ อย่างไรก็ตาม ลักษณะรูปร่างของค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้างดงามต่างกันเนื่องจากความเป็นมิติของรอยต่อดังได้อธิบายในหัวข้อก่อนหน้านี้ ซึ่งเป็นไปตามทฤษฎีพื้นฐานทางกลศาสตร์ควอนตัม ทั้งนี้เนื่องจากถ้าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อสูงขึ้น อิเล็กตรอนจะถูกส่งผ่านรอยต่อได้น้อย อย่างไรก็ตามพบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามีค่ามากที่สุด เมื่อ $z = 0.0$ ซึ่งหมายความว่าไม่มีกำแพงศักย์ปรากฏที่รอยต่อ ด้วยเหตุนี้อิเล็กตรอนจึงสามารถทะลุผ่านรอยต่อได้ทั้งหมด



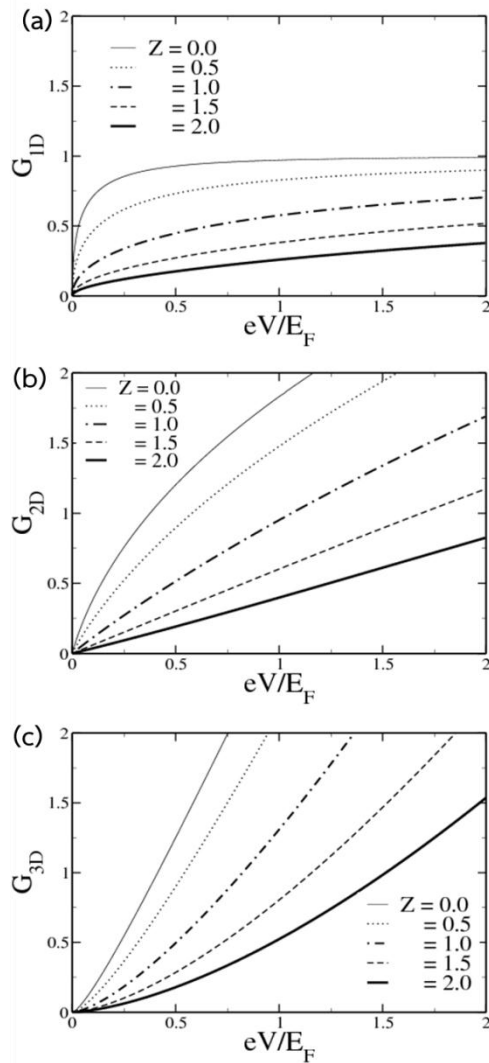


Figure 7 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems as a function of eV . We set $\eta=1$, $E_0=0$ and varied the parameter Z between 0 to 2.

นอกจากนี้เพื่อให้เห็นลักษณะการลดลงของค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้า เมื่อเปลี่ยนค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ จึงได้มีการเขียนกราฟใน Figure 8 โดยพบว่าลักษณะการลดลงของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าทั้ง 3 กรณี จะลดลงในลักษณะเดียวกัน เพียงแต่แอมพลิจูดของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะมีลักษณะแตกต่างกันขึ้นอยู่กับความเป็นมิติ

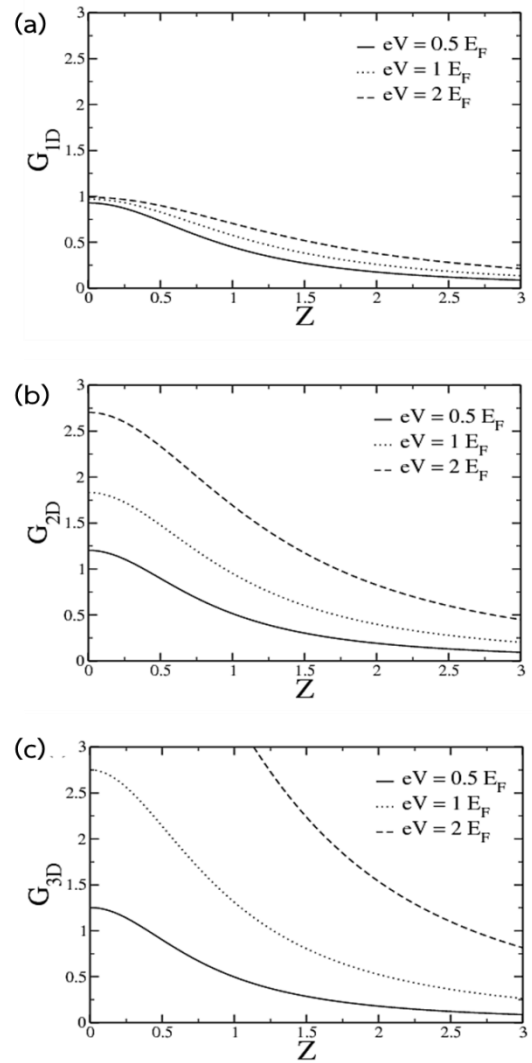


Figure 8 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems as a function of Z . We set $\eta=1$, $E_0=0$ and varied the parameter eV between 0.5, 1 and 2.

ผลของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การศึกษาผลของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ซึ่งกำหนดให้ไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ พลังงานขีดเริ่มยังคงถูกกำหนดไว้ที่ $eV=0$ และกำหนดให้อัตราส่วนมวลยังผลของ



อิเล็กตรอน ($\eta = \frac{m_L}{m_R}$) ในโลหะ มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 0.5 1.0 1.5 และ 2.0 ตามลำดับ โดยสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 9

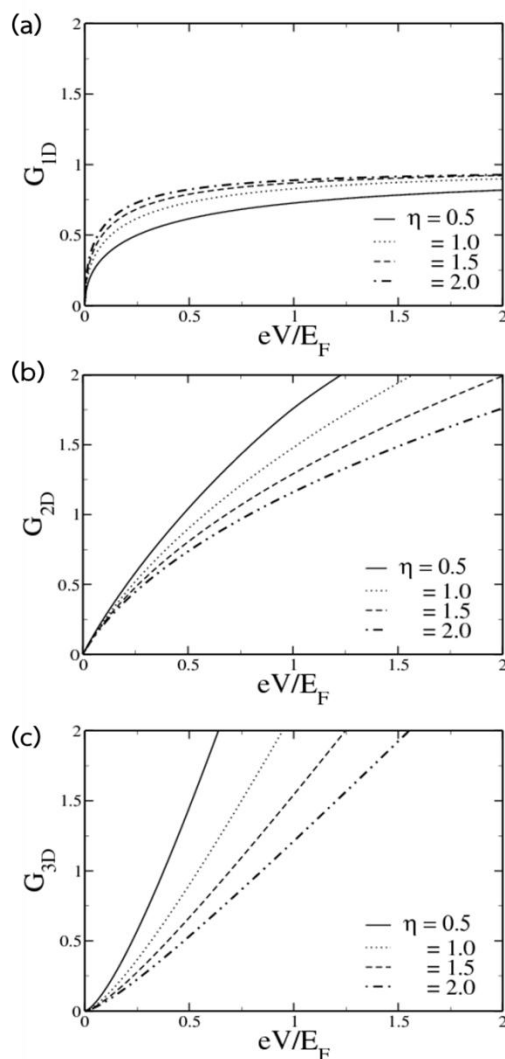


Figure 9 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems. We set $Z = 0$, $E_0 = 0$ and varied the parameter η between 0.5 to 2.0.

จาก Figure 9 ตามหลักกลศาสตร์ควอนตัมพบว่า เมื่อไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ อิเล็กตรอนจะสามารถส่งผ่านไปได้ทั้งหมด สเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะมีค่ามาก เมื่อพิจารณาอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะที่ส่งผลต่อสเปกตรัมความนำไฟฟ้า โดย

พิจารณาจากความเป็นมิติพบว่า ในกรณี 1 มิติ สเปกตรัมความนำไฟฟ้ามีการเปลี่ยนแปลงเล็กน้อยเมื่ออัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะมีค่าเปลี่ยนแปลง ส่วนในกรณี 2 มิติและ 3 มิติ พบว่า สเปกตรัมความนำไฟฟ้าเปลี่ยนแปลงค่อนข้างชัดเจน กล่าวคือเมื่ออัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะมีค่าเพิ่มขึ้น ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าจะลดลงและค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าต่ำสุด เมื่อ $\eta = 2$ การอธิบายปรากฏการณ์นี้สามารถพิจารณาได้จากความสัมพันธ์ระหว่างมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะกับความเร็วกลุ่ม ($V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k}$) ด้วยเหตุนี้ ทำให้ส่งผลต่อการสะสมของประจุและนำไปสู่การเกิดกำแพงศักย์เนื่องจากการสะสมประจุดังกล่าว ดังนั้นความไม่ต่อเนื่องของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะมีผลกระทบที่คล้ายกับผลของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ

นอกจากนี้พบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าสูงสุดในกรณี 2 มิติและ 3 มิติ เกิดเมื่อ $\eta = 0.5$ ซึ่งเป็นผลคำนวณที่ค่อนข้างน่าสนใจ ทั้งนี้เนื่องจากค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าสูงสุดไม่ได้เกิดเมื่อ $\eta = 1$ แต่เกิดในกรณีที่มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะฝั่งซ้ายมีค่าน้อยกว่าฝั่งขวามือเล็กน้อย ซึ่งผลการคำนวณนี้จะช่วยให้นักทดลองสามารถออกแบบรอยต่อให้มีค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าสูงได้จากการเลือกวัสดุที่มีขนาดมวลยังผลของอิเล็กตรอนที่เหมาะสม

ผลของพลังงานขีดเริ่มต้นสเปกตรัมความนำไฟฟ้า

การศึกษาผลของพลังงานขีดเริ่มต้นสเปกตรัมความนำไฟฟ้า ซึ่งกำหนดให้ไม่มีความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะเท่ากัน และกำหนดให้พลังงานขีดเริ่มต้น มีค่าเพิ่มขึ้นเป็น 0.0 0.5 1.0 และ 1.5



ตามลำดับ โดยสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ แสดงได้ดัง Figure 10

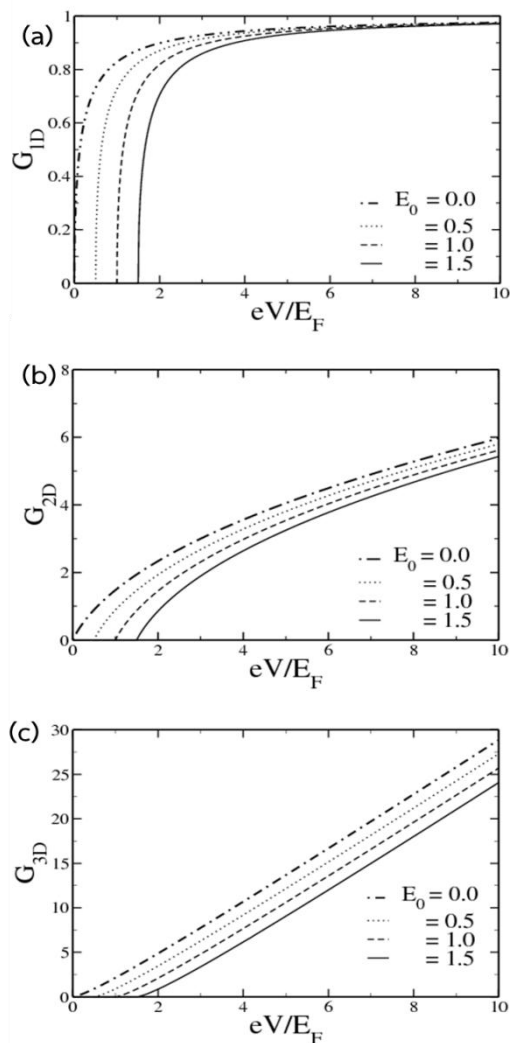


Figure 10 Plots of total conductance G for (a) 1D, (b) 2D and (c) 3D systems. We set $Z=0$, $\eta=1$ and varied the parameter E_0 between 0.0 to 1.5.

จาก Figure 10 เมื่อพิจารณาในกรณีไม่มีค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อและมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะทั้งสองมีค่าเท่ากันพบว่า ลักษณะเส้นกราฟของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าไม่มีการเปลี่ยนแปลงแต่อย่างใด เมื่อค่าพลังงานขีดเริ่มเปลี่ยนแปลง อย่างไรก็ตามพบว่า จุดเริ่มต้นของกราฟเปลี่ยนไปตามพลังงานขีดเริ่มที่กำหนด นั่นคือพลังงานขีดเริ่มจะมีผลกับสถานะเริ่มต้นที่

อิเล็กตรอนจะสามารถอยู่ได้ อย่างไรก็ตาม การกำหนดค่าพลังงานขีดเริ่มนี้มีข้อดีคือสามารถใช้ในการเลือกศึกษาช่วงของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าได้ตามความสนใจ

สรุปผลการศึกษา

การศึกษาสเปกตรัมความนำไฟฟ้าเนื่องจากการส่งผ่านของอิเล็กตรอนในระบบรอยต่อระหว่างโลหะและโลหะ เมื่อพิจารณาผลของมิติต่อค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าพบว่า มีรูปร่างลักษณะแตกต่างกัน โดยค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้าในกรณี 1 มิติ 2 มิติ และ 3 มิติ จะมีค่าจากมากไปน้อย อย่างไรก็ตามสเปกตรัมดังกล่าวจะมีค่าลดลงในลักษณะเดียวกัน เมื่อเพิ่มค่าความแรงของกำแพงศักย์ที่รอยต่อ ซึ่งมีผลทำให้ความนำจะเป็นของการส่งผ่านของอิเล็กตรอนมีค่าลดลง โดยค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเกิดเมื่อ $Z=0$ เมื่อพิจารณาผลของอัตราส่วนมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะพบว่า ค่าสเปกตรัมความนำไฟฟ้ามากที่สุดเมื่อมวลยังผลของอิเล็กตรอนในโลหะฝั่งซ้ายมีค่าน้อยกว่าฝั่งขวามีค่าน้อย สำหรับผลของพลังงานขีดเริ่มพบว่า ลักษณะของสเปกตรัมความนำไฟฟ้าไม่มีการเปลี่ยนแปลงเพียงแต่จุดเริ่มต้นของกราฟจะเปลี่ยนไปตามพลังงานขีดเริ่มที่กำหนด

กิตติกรรมประกาศ

ขอขอบคุณมหาวิทยาลัยมหาสารคาม ที่ให้การสนับสนุนทุนวิจัยโครงการวิจัยงบประมาณเงินรายได้ ประจำปีงบประมาณ 2557

เอกสารอ้างอิง



- [1] Shankar R. Principles of Quantum mechanics. 2nd ed. New York: 1980 Plenum Press; 1994. p.107-113.
- [2] Zettili N. Quantum mechanics concepts and applications. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons; 1997. p. 225.
- [3] Esposito G, Marmo G, Sudarshan E. C. G. From Classical to Quantum Mechanics. London: Cambridge University Press; 2004. p.3-5.
- [4] Srisongmuang B, Ka-Oey A. Tunneling conductance of a two-dimensional electron gas with Dresselhaus spin-orbit coupling). J. Mag Magn Mater 2012;324.4:475-478.
- [5] Jantayod A. Charge conductance and spin-polarized current across a metal/cubic semiconductor with Dresselhaus spin-orbit coupling junction. Superlattices and Microstructures 2013; 64:78–87.
- [6] Wang H B, et al. Interfacial charge current in the ferromagnet/two-dimensional electron gas junction with Rashba spin orbital interaction. Phys. Rev. B 2010;78.3:405-409.
- [7] Srisongmuang, B. Charge and spin transport through the two-dimensional electrongs/ferromagnet junctions with Rashbaspin-orbit coupling. Physica E 2013;54:167-170.
- [8] Pasanai K, Pairor P. Spin-flip scattering and dimensional effect on transport of charge and spin across metal/ferromagnet material interfaces, Phys. Rev. B 2011;84(22):224432.
- [9] Pasanai K, Pairor P. Tunneling conductance spectra of a metal/ferromagnet junction within a two-band model. J. Mag. Magn. Mater 2013;328: 35-40.
- [10] Pasanai k. Multiband coupling effect on density of states and tunneling conductance spectra of ferromagnetic material. J. Mag. Magn. Mater 2014;357: 35-40.
- [11] Xing Qi Y, D. Y, Dong J. Relation between Julliere and Slonczewski models of tunneling magnetoresistance. Phys. Rev. B 1998;58:2783-2787.
- [12] Li F-F, Zhong Li Z, Wen Xiao M, Du J, Xuand W, Hu A. Bias dependence and inversion of the tunneling magnetoresistance in ferromagnetic junctions. Phys. Rev. B 2004;69:054410.



- [13]Beletskii N N, Bishop G PA R, Borysenko S A, Yakovenko V M. Magnetoresistance and spin polarization of electron current in magnetic tunnel junctions. Phys. Rev. B 2007;75:174418.
- [14]Van Son P C, Van Kempen H, Wyder P. Boundary Resistance of the Ferromagnetic - Nonferromagnetic Metal Interface. Phys. Rev. Lett 1987;58(21): 2271-2273.
- [15]Jedema F J, Nijboer M S, Filip A T, van Wees B J. Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves. Phys. Rev. B 2003;67(8):085319.
- [16]Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications. Rev. Mod. Phys 2004;76(2):323-410.
- [17]Yokoyama T, Tanaka Y. Theory of the tunneling spectroscopy of ferromagnetic superconductors. Phys. Rev. B 2007;75: 132503.
- [18]Xiaowei Li, Shenb R, Xing D Y. Conductance in normal metal/insulator/ ferromagnetic superconductor tunnel junctions. Solid State Communications 2003;128:315-319.
- [19]Binasch G, Grunberg P, Saurenbach F, Zinn F. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. Phys. Rev. B 1989;39(7):4828-4830.
- [20]Baibich M N, et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. Phys. Rev. B 1988;61(21):2472-2475.
- [21]Levi AFJ. Applied quantum mechanics. 2nd ed. London: Cambridge University Press; 2006. p. 141-142.





ประวัติย่อผู้วิจัย



ประวัติย่อผู้วิจัย

ชื่อ นามสกุล	นางสาวปัทมา เร่งพิมาย
วัน เดือน ปีเกิด	วันที่ 29 กุมภาพันธ์ พ.ศ. 2527
จังหวัด และประเทศที่เกิด	จังหวัดนครราชสีมา ประเทศไทย
ประวัติการศึกษา	พ.ศ. 2542 มัธยมศึกษาตอนต้น โรงเรียนเสิงสาง พ.ศ. 2545 มัธยมศึกษาตอนปลาย โรงเรียนเสิงสาง พ.ศ. 2550 ปริญญาวิทยาศาสตรบัณฑิต (วท.บ.) ฟิสิกส์ มหาวิทยาลัย ราชภัฏนครราชสีมา พ.ศ. 2559 ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต (วท.ม.) ฟิสิกส์ มหาวิทยาลัยมหาสารคาม
ที่อยู่ที่สามารถติดต่อได้	19 หมู่ที่ 5 ตำบลเสิงสาง อำเภอเสิงสาง จังหวัดนครราชสีมา 30330
ทุนวิจัย	

โครงการวิจัยนี้ได้รับการสนับสนุนจากเงินทุนอุดหนุนการวิจัยงบประมาณเงินรายได้ ประจำปีงบประมาณ 2557 (เพิ่มเติม) มหาวิทยาลัยมหาสารคาม

