บทความวิชาการ

ทฤษฎีสภาพนำยวดยิ่งแบบคลื่นเอสทริปเปลต

ธนะสิทธิ์ รัชตเรืองสิทธิ์*

บทคัดย่อ

ทฤษฎีสภาพนำยวดยิ่งแบบคลื่นเอสทริปเปลตมีที่มาจากการแตกของสมมาตรย้อนกลับเชิงเวลา อันเนื่องมาจากบทบาทของอันตรกิริยาแลกเปลี่ยนที่ทำหน้าที่เป็นตัวทำลายคู่ เมื่อคู่อิเล็กตรอนแบบคลื่นเอสซิงเกลต ถูกรบกวนด้วยสนามแลกเปลี่ยนเชิงสปิน การควบแน่นแบบทริปเปลตชนิดใหม่ที่เกิดขึ้นนี้ยังคงมีสถานะคลื่นเอสแต่สถานะสปินทริปเปลตต้องการภาวะคี่เชิงความถี่เพื่อให้สอดคล้องกับหลักการกีดกันของเพาลี ในบทความนี้เราพุ่งความสนใจไปที่พัฒนาการของทฤษฎีสภาพนำยวดยิ่งเชิงกึ่งแบบฉบับในเงื่อนไขที่มีสารเจือ นอกจากนี้ยังได้อธิบายกลไกสำคัญที่เชื่อกันว่าเป็นกลไกตรงแบบสำหรับระบบแผ่นประกบตัวนำยวดยิ่งและแม่เหล็กเฟร์โร

คำสำคัญ: สภาพนำยวดยิ่งแบบทริปเปลต แม่เหล็กเฟร์โร ระบบแผ่นประกบ

ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยบูรพา

* ผู้นิพนธ์ประสานงาน e-mail: thanasit@buu.ac.th

Theory of S-Wave Triplet Superconductivity

Thanasit Rachataruangsit*

ABSTRACT

A theory of s-wave triplet superconductivity is originated from the broken time-reversal symmetry due to the role of the exchange interaction which acts as the pair breaker. When the s-wave spin singlet pair is perturbed by the spin exchange field, a new type of triplet condensate arises which still has the s-wave state but the spin triplet state requires odd frequency parity in order to satisfy Pauli's exclusion principle. In this review, we focus on the development of the dirty limit quasi-classical theory of superconductivity and also explain the important mechanism which is believed to be the proper one for the superconductor/ferromagnet proximity effect.

Keywords: triplet superconductivity, ferromagnetism, proximity effect

Department of Physics, Faculty of Science, Burapha University

*Corresponding author, e-mail: thanasit@buu.ac.th

บทนำ

การศึกษาทฤษฎีปรากฏการณ์สภาพนำยวดยิ่งสามารถแบ่งช่วงเวลาได้เป็นสามระยะคือ ยุคที่ 1 เป็นทฤษฎีเชิงปรากฏการณ์ (phenomenological theory) ของ ลอนดอน (London) พิบพาร์ด (Pippard) และ กินส์เบิร์ก-ลันเดา (Ginzburg-Landau) เพื่ออธิบายผลการทดลองตัวนำยวดยิ่งในยุคแรกๆ ยุคที่ 2 เป็นทฤษฎีเชิงจุลภาค (microscopic theory) ของ บาร์ดีน (Bardeen) คูเปอร์ (Cooper) และ ชริฟเฟอร์ (Schrieffer) หรือที่เรียกกันว่าทฤษฎี BCS ซึ่งประสบความสำเร็จอย่างสูงในการอธิบายปรากฏการณ์หลายประการเช่นการลอดอุโมงค์เชิงควอนตัม (quantum tunneling) และสมบัติเชิงอุณหพลศาสตร์ของตัวนำยวดยิ่ง โดยเฉพาะอย่างยิ่งทฤษฎีได้เสนอแนวคิดเรื่องช่องว่างพลังงานที่สามารถอธิบายความไม่ต่อเนื่องของความจุความร้อนจำเพาะ (specific heat jump) จากเฟสสภาพนำยวดยิ่งไปสู่เฟสสถานะปกติได้อย่างสมบูรณ์ ยุคที่ 3 เป็นทฤษฎีเชิงกึ่งแบบฉบับ (semi-classical theory) ที่ได้รับการพัฒนามาจากทฤษฎี BCS จากการตระหนักดีว่าทฤษฎีจุลภาคมีความไม่สะดวกที่จะใช้กับตัวนำยวดยิ่งที่ไม่เอกพันธุ์ อันได้แก่

วัสดุตัวนำยวดยิ่งที่ประกอบด้วยผลึกขนาดเล็กจะถูกพิจารณาว่าเป็นเมล็ดที่มีขอบ (grain boundary) ซึ่งมีผลทำให้เกิดการกระเจิงของอิเล็กตรอน หรือกรณีที่ตัวนำยวดยิ่งเป็นโลหะที่มีสารเจือผสม (impurity) จะมีชื่อเรียกว่าวัสดุอัลลอยด์ก็สามารถทำให้อิเล็กตรอนกระเจิงได้เช่นกันด้วยอิทธิพลของพลังงานศักย์สารเจือ หรือในกรณีที่วัสดุตัวนำยวดยิ่งอยู่ในสนามแม่เหล็กเหล่านี้เป็นตัวอย่างของตัวนำยวดยิ่งที่ไม่เอกพันธุ์ ซึ่งทำให้ทฤษฎี BCS ประสบปัญหาในการวิเคราะห์

ทฤษฎีเชิงกึ่งแบบฉบับจะแบ่งตามลักษณะความบริสุทธิ์ของวัสดุ กล่าวคือสำหรับตัวนำยวดยิ่งแบบบริสุทธิ์ (clean superconductor) นั้นมีสมบัติการขึ้นกับทิศทางสูง (anisotropic) และผิวแฟร์มี (Fermi surface) มีเอกลักษณ์จำเพาะที่ขึ้นกับชนิดวัสดุ ส่วนตัวนำยวดยิ่งประเภทมีสารเจือ (dirty superconductor) การกระเจิงของอิเล็กตรอนจะทำให้อิทธิพลด้านแอนไอโซปิกหมดไปทำให้ทฤษฎีที่ได้สามารถใช้บรรยายได้ในพจน์ของปริมาณทางกายภาพของวัสดุ เช่น ค่าคงตัวการแพร่ (diffusion constant) อุณหภูมิวิกฤต (critical temperature) และอื่นๆ

จะเห็นได้ว่าการใช้ทฤษฎีเชิงกึ่งแบบฉบับในเงื่อนไขที่มีสารเจือ (dirty limit quasi-classical theory) เป็นเรื่องง่ายในทุกสถานการณ์ เนื่องจากสมการการเคลื่อนที่มีรูปแบบไม่ขึ้นกับทิศทาง จุดประสงค์ของบทความนี้จะกล่าวถึงพัฒนาการของทฤษฎีตัวนำยวดยิ่งเชิงกึ่งแบบฉบับในกรณีที่มีสารเจือโดยจะวิเคราะห์ทฤษฎีสำคัญๆที่มีผู้นำเสนอตั้งแต่อดีตจนถึงปัจจุบัน

เนื้อหา

เป็นที่ยอมรับกันว่าทฤษฎีเชิงกึ่งแบบฉบับเมื่อมีสารเจือมีสองแนวทางศึกษาคือ วิธีฟังก์ชันกรีนที่ถูกเฉลี่ยเชิงพลังงาน (energy integrated Green's function) ซึ่งเป็นทฤษฎีที่เสนอโดย อูสาเดล (Usadel) [1] และวิธีฟังก์ชันสหสัมพันธ์ของ เดอ จอง (de Gennes's correlation function) [2]

ในยุคบุกเบิกของการใช้ฟังก์ชันกรีนเพื่อหาสมการการเคลื่อนที่ของคู่อิเล็กตรอนที่เรียกว่าคู่คูเปอร์ (Cooper pair) นั้น พบว่าสมการที่ได้ค่อนข้างซับซ้อนและมีข้อมูลมากเกินความจำเป็น ต่อมา ไอเลนเบอร์เกอร์ (Eilenberger) [3] ได้อนุพัทธ์สมการขนส่งสำหรับตัวนำยวดยิ่งให้มีรูปแบบง่ายขึ้น เนื่องจากจำนวนตัวแปรลดลง หลังจากนั้นไม่นาน อูสาเดลได้ใช้สมมติฐานว่าถ้าวิถีเสรีเฉลี่ย (mean-free path) มีพิสัยสั้น

(short range) แล้วการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนควรจะมีลักษณะเกือบเป็นแบบไม่ขึ้นกับทิศทาง สมการการเคลื่อนที่ที่ได้นี้มีชื่อเรียกว่าสมการการแพร่แบบอูสาเดล (Usadel's diffusionlike equation) และมีรูปแบบเดียวกันกับสมการขนส่งของเดอจอง (de Gennes's transport equation) ที่ได้อนุพัทธ์มาจากฟังก์ชันสหสัมพันธ์ที่เดอจองได้คิดค้นอย่างอิสระก่อนหน้านี้

ผลงานของเดอ จอง ได้รับการดำเนินการต่อยอดโดยทากาฮาชิและทาชิกิ (Takahashi-Tachiki) [4] เพื่อคำนวณสนามแม่เหล็กวิกฤตบน (upper critical magnetic field) ของซุปเปอร์แลตทิซตัวนำยวดยิ่ง ต่อจากนั้น อูวิลและคณะ (Auvil et al.) [5] ได้ขยับขยายนัยทฤษฎีของทากาฮาชิและทาชิกิโดยทำการอนุพัทธ์สมการขนส่งที่ได้รวบรวมปัจจัยรบกวนสภาวะการจับคู่อิเล็กตรอน ปัจจัยที่ว่านี้ประกอบด้วยอำนาจแม่เหล็กไดอะเชิงวงโคจร (orbital diamagnetic) อำนาจแม่เหล็กพาราเชิงสปิน (spin paramagnetic) การกระเจิงโดยศักย์สปินกับวงโคจร (spin orbit scattering) และการกระเจิงโดยสารเจือแม่เหล็ก (magnetic impurity scattering) สำหรับการกระเจิงโดยสารเจือที่ไม่เป็นแม่เหล็ก (non-magnetic impurity scattering) ไม่มีผลรบกวนต่อคู่คูเปอร์แบบคลื่นเอส แต่ในการคำนวณมีพจน์ของค่าคงตัวการแพร่ $D = V_F^2\tau/3$ เมื่อ V_F คือความเร็วแฟร์มี และ τ คือเวลาการชนเชิงขนส่ง (transport collision time)

ส่วนทฤษฎีอูสาเดลนั้นก็ได้รับความสนใจไม่แพ้กัน ราโดวิคและคณะ (Radovic *et al.*) [6, 7] ได้ประยุกต์สมการอูสาเดลเพื่อใช้ในระบบแผ่นประกบหลายชั้นที่ประกอบด้วยแผ่นตัวนำยวดยิ่งและแผ่นแม่เหล็กเฟร์โรเพื่อศึกษาสนามแม่เหล็กวิกฤตบนและอุณหภูมิวิกฤต แบบจำลองแม่เหล็กเฟร์โรที่ใช้ อยู่ในรูปที่ง่ายโดยสมมติว่าสภาพความเป็นแม่เหล็ก (magnetization) เกิดจากอันตรกิริยาแลกเปลี่ยน (exchange interaction) ที่มีค่าคงตัวและมีทิศชี้ตามแกนควอนไทเซชันของสปิน ซึ่งเทียบเท่ากับการมีอำนาจแม่เหล็กพาราเชิงสปิน อย่างไรก็ตาม วิธีแบบราโดวิคก็ได้รับการยอมรับว่ามีความเหมาะสมกับระบบนี้และง่ายต่อการวิเคราะห์ผลเชิงทฤษฎีเพื่อนำมาเปรียบเทียบกับการทดลอง นอกจากนี้ทฤษฎีอูสาเดลยังได้ทำนายสมบัติที่คาดไม่ถึง เช่น การแกว่งกวัดของอุณหภูมิวิกฤต (critical temperature oscillation) ตามความหนาของชั้นแม่เหล็ก การเกิดสถานะเฟสพาย (pi-phase) ที่มีความเสถียรในบางช่วงของค่าพารามิเตอร์วัสดุ และการก้าวข้ามเชิงมิติ (dimension crossover) ของสนามวิกฤตบน

สมบัติที่คาดไม่ถึงเหล่านี้มีเสน่ห์ดึงดูดนักฟิสิกส์ให้มาศึกษาระบบแผ่นประกบมากขึ้น ซึ่งแน่นอนว่าแนวคิดใหม่ๆ ได้รับการนำเสนอเพื่อคลี่คลายปริศนาที่ซ่อนตัวในผลการทดลองที่มักคลุมเครือประเด็นสำคัญเช่นคำถามที่ว่าทำไมจึงเกิดสภาพนำยวดยิ่งในแผ่นแม่เหล็กเฟร์โรที่มีสภาพความเป็นแม่เหล็กสูง เนื่องจากเราทราบแล้วว่าสภาพนำยวดยิ่งและสภาวะแม่เหล็กเฟร์โรมีความขัดแย้งกันจึงไม่สามารถเกิดร่วมกันได้ กลไกใดที่สามารถจะไขปริศนานี้ได้

กลไกหนึ่งที่ง่ายต่อความเข้าใจเป็นผลงานของเดมเลอร์และคณะ (Demler *et al.*) [8] ที่ได้เสนอว่าการกระเจิงโดยศักย์สปินวงโคจรเป็นปัจจัยสำคัญที่ทำให้เกิดการแกว่งกวัดของอุณหภูมิวิกฤต ความรู้ฟิสิกส์ที่เป็นเบื้องหลังของแนวคิดนี้มาจากการพิจารณาว่าคู่คูเปอร์เกิดจากการจับคู่ของอิเล็กตรอนในสถานะโมเมนตัม $\vec{p}$ และสปินชี้ขึ้น $(\vec{p},\uparrow)$ และสถานะโมเมนตัม $-\vec{p}$ และสปินชี้ลง $(-\vec{p},\downarrow)$ กล่าวคือโมเมนตัมลัพธ์มีค่าเป็นศูนย์และสถานะสปินเป็นแบบซิงเกลตเราเรียกการจับคู่ประเภทนี้ว่าคู่คูเปอร์แบบคลื่นเอสซิงเกลต ซึ่งเมื่อเคลื่อนที่เข้าสู่สนามของอันตรกิริยาแลกเปลี่ยนซึ่งแสดงด้วยปริมาณสเกลาร์ I อิเล็กตรอนในสถานะ $(\vec{p},\uparrow)$ จะมีพลังงานศักย์ลดลง I และอิเล็กตรอนในสถานะ $(-\vec{p},\downarrow)$ จะมีพลังงานศักย์เพิ่มขึ้น I ดังนั้น

เพื่อทำให้พลังงานรวมของอิเล็กตรอนแต่ละตัวมีการอนุรักษ์ พลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนในสถานะ $(\vec{p},\uparrow)$ ต้องมีค่าเพิ่มขึ้น และพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนในสถานะ $(-\vec{p},\downarrow)$ ต้องมีค่าลดลง ซึ่งเมื่อนำอิเล็กตรอนมาประกอบเป็นคู่จะได้โมเมนตัมลัพธ์มีค่าจำกัด ($Q \approx 2I/V_F$) เงื่อนไขนี้ทำให้คู่คูเปอร์เกิดการปรับเปลี่ยนเชิงปริภูมิ (spatial modulation) ในสนามแม่เหล็กเฟร์โรและอธิบายปรากฏการณ์การแกว่งกวัดของอุณหภูมิวิกฤตที่มีหลายประเภท สำหรับการแกว่งกวัดแบบ non-monotonic เราต้องพิจารณาผลของการกระเจิงเข้าไปด้วย การกระเจิงโดยศักย์สปินวงโคจรให้ผลเด่นชัดที่สุด เพราะทำให้คู่คูเปอร์แบบซิงเกลตรับรู้ว่าพลังงานศักย์ยังผลมีความเข้มลดลงเพราะคู่คูเปอร์แบบ ทริปเปลตถูกทำให้สลายตัวด้วยอิทธิพลของศักย์กระเจิงสปินวงโคจร และพร้อมกันนั้นก็มีบทบาทในการจับคู่ของคู่คูเปอร์แบบซิงเกลตในสนามของอันตรกิริยาแลกเปลี่ยน (อันตรกริยาศักย์สปินวงโคจรไม่มีผลโดยตรงต่อคู่คูเปอร์แบบซิงเกลต) ดังนั้นคาบการแกว่งกวัดจึงมีค่าเพิ่มขึ้น อย่างไรก็ตามเป็นเรื่องที่น่าแปลกใจว่าทฤษฎีต่างๆ ที่ผ่านมาไม่ปรากฏการศึกษาคู่คูเปอร์แบบทริปเปลต สาเหตุที่เป็นเช่นนี้เพราะว่า เดมเลอร์และคณะใช้วิธีฟังก์ชันกรีนแบบกอร์คอฟ (Gorkov Green's function) โดยพิจารณาว่าอิเล็กตรอนมีการจับคู่แบบซิงเกลต จากนั้นจึงทำให้เป็นฟังก์ชันกรีนกึ่งแบบฉบับ โดยทำการเฉลี่ยพลังงานตลอดช่วงพลังงาน ทว่าในความเป็นจริงผู้เขียนบทความได้พบว่าวิธีการที่ว่านี้ไม่สามารถนำไปสู่สมการอูสาเดลได้เพราะเทคนิคคณิตศาสตร์มีปัญหา

ประเด็นเกี่ยวกับคู่คูเปอร์แบบทริปเปลตได้มีการศึกษาอย่างจริงจังโดยกลุ่มวิจัยของโวลคอฟ (Volkov *et al.*) [9] จริงอยู่ สถานะการจับคู่แบบทริปเปลตได้เคยถูกศึกษามานานแล้ว โดยนักฟิสิกส์พบว่าของไหลยวดยิ่งฮีเลียม 3 (superfluid He-3) มีสถานะสปินแบบทริปเปลตซึ่งแสดงด้วยเลขควอนตัมสปิน $S = 1$ แต่เป็นคลื่นชนิดพี (p-wave) และมักมีชื่อเรียกว่า การควบแน่นแบบคลื่นพีทริปเปลต (p-wave triplet condensate) การนำการควบแน่นชนิดนี้มาประยุกต์ใช้ในระบบแผ่นประกบเป็นเรื่องผิดฝาผิดตัว เพราะว่าคลื่นพีมีสภาพการขึ้นกับทิศทางสูงมาก ในขณะที่การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนในสารเจือต้องการเงื่อนไขความไม่ขึ้นกับทิศทางเลย ความไม่ลงรอยที่เกิดขึ้นนี้ได้ชักนำให้กลุ่มของโวลคอฟเสนอแบบจำลองการควบแน่นชนิดใหม่ที่มีสมบัติว่าสถานะสปินเป็นแบบทริปเปลต กล่าวคือคู่อิเล็กตรอนมีสปินชี้ขึ้น $(\uparrow,\uparrow)$ หรือชี้ลง $(\downarrow,\downarrow)$ แต่คลื่นเป็นชนิดเอสซึ่งเป็นคลื่นทรงกลมที่มีสภาพไอโซโทรปีอย่างสัมบูรณ์ เราเรียกการควบแน่นลักษณะเช่นนี้ว่า การควบแน่นแบบคลื่นเอสทริปเปลต (s-wave triplet condensate)

เมื่อประยุกต์แนวคิดเรื่องการควบแน่นแบบคลื่นเอสทริปเปลตเข้ากับระบบแผ่นประกบของตัวนำยวดยิ่งและแม่เหล็กเฟร์โร โวลคอฟได้พบว่าคู่คูเปอร์ในสถานะสปินทริปเปลตจะก่อตัวในสนามอันตรกิริยาแลกเปลี่ยนที่มีความเข้มสูงซึ่งสามารถแพร่เข้าไปในชั้นแม่เหล็กเฟร์โรได้ไกล (long range) แบบจำลองของโวลคอฟนำเสนอมุมมองใหม่ต่อปัญหานี้ได้อย่างน่าประทับใจว่าทำไมสภาพนำยวดยิ่งจึงไม่ถูกทำลายในชั้นแม่เหล็กเฟร์โร อย่างไรก็ตามการตรวจพบสถานะสปินทริปเปลตว่ามีจริงหรือไม่ก็ยังคงเป็นประเด็นที่ต้องถกเถียงกันต่อไป

สำหรับรายละเอียดทางทฤษฎีนั้น โวลคอฟได้เลือกใช้วิธีฟังก์ชันกรีนเชิงกึ่งแบบฉบับในรูปแบบตัวแทนเคลดิช (Keldysh representation) ซึ่งในทัศนะของผู้เขียนมีความเห็นว่าวิธีแบบเคลดิชมีความซับซ้อนจึงยากต่อการคำนวณและต้องการทักษะที่ผ่านการฝึกฝนมาเป็นอย่างดีอย่างไรก็ตามเพราะคณิตศาสตร์มีวิธีหาคำตอบได้หลากหลายรูปแบบ ดังนั้นฟิสิกส์ของสภาพนำยวดยิ่งแบบคลื่นเอสทริปเปลตก็สามารถจะเข้าใจได้ด้วยวิธีการที่ง่ายกว่าเดิมได้ วิธีการที่ว่านี้คือวิธีฟังก์ชันสหสัมพันธ์ของเดอจอง ซึ่งข้อดีคือ ฟังก์ชัน

ต้องการเพียงปริภูมิสปินเท่านั้น นั่นก็หมายความว่าสมการการเคลื่อนที่จะมีนิพจน์ในรูปเมทริกซ์ที่มีมิติ 2×2 ในขณะที่วิธีฟังก์ชันกรีนในตัวแทนทุกแบบจะเป็นเมทริกซ์ขนาด 4×4 ซึ่งประกอบขึ้นมาจากปริภูมิอิเล็กตรอน-โฮลและปริภูมิสปิน

ชุดสมการที่ใช้บรรยายสภาพนำยวดยิ่งแบบคลื่นเอสทริปเปลตในการเปลี่ยนเฟสอันดับสอง (second-order phase transition) (ความหมาย คือ ไม่มีความร้อนแฝงในการเปลี่ยนเฟสจากเฟสตัวนำยวดยิ่งไปสู่เฟสสถานะปกติ) ประกอบด้วย สมการเมทริกซ์เชิงเส้นของพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ

$$\Delta(\vec{r})i\sigma_y = \pi TN(\vec{r})V(\vec{r})\sum_{\omega}\hat{F}(\vec{r},\omega) \tag{1}$$

เมื่อ T คืออุณหภูมิ $N(\vec{r})$ คือความหนาแน่นสถานะของอิเล็กตรอนในสถานะปกติ $V(\vec{r})$ คืออันตรกิริยาการจับคู่ของอิเล็กตรอนแบบคลื่นเอส พจน์ $i\sigma_y$ คือเมทริกซ์สปินซิงเกลต $\omega = (2n+1)\pi T$ คือความถี่เชิงความร้อนสำหรับอนุภาคเฟร์มิออน โดยที่ n=0,1,2,... และ $\hat{F}(\vec{r}, \omega)$ คือเมทริกซ์แอมพลิจูดของคู่อิเล็กตรอนที่มีโครงสร้างในรูปสัญนิยมเป็น

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} F_{\uparrow\uparrow} & F_{\uparrow\downarrow} \\ F_{\downarrow\uparrow} & F_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} \tag{2}$$

และ $\hat{F}(\vec{r}, \omega)$ นี้สอดคล้องกับสมการการเคลื่อนที่ (รายละเอียดอ่านได้จาก [10]) ดังนี้

$$\left(|\omega| - \frac{D}{2}\nabla^2\right)\hat{F} + \frac{i}{2}\left(\vec{I}\cdot\vec{\sigma}\hat{F} + \hat{F}\sigma_y\vec{I}\cdot\vec{\sigma}\sigma_y\right) + \frac{1}{\tau_{so}}\left(\hat{F} + \hat{F}^{tr}\right) = i\sigma_y\Delta \tag{3}$$

ในที่นี้ $\vec{I}(\vec{r})$ คือเวกเตอร์สนามแลกเปลี่ยน $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ คือเวกเตอร์เมทริกซ์สปินเพาลีและ τ_{so} คือเวลาในการชนซึ่งเกิดจากอิทธิพลของตัวกระเจิงศักย์สปินวงโคจรซึ่งคำนวณจากการเฉลี่ยทุกอะตอมของสารเจือด้วยวิธีการประมาณแบบบอร์น เพื่อให้เห็นคำนิยามของสถานะสปินซิงเกลตและทริปเปลตที่ชัดเจน จึงเหมาะสมกว่าที่จะกระจาย $\hat{F}(\vec{r}, \omega)$ ลงบนฐานหลักของตัวไหลยวดยิ่งดังสมการ [11]

$$\hat{F} = \left[F_s + \vec{F}_t\cdot\vec{\sigma}\right]i\sigma_y \tag{4}$$

เมื่อ F_s และ $\vec{F}_t = (F_{tx}, F_{ty}, F_{tz})$ คือแอมพลิจูดคู่อิเล็กตรอนในสถานะสปินซิงเกลตและทริปเปลตตามลำดับ ในตัวแทนสปิน (S^2, S_z) ของคู่อิเล็กตรอน สถานะสปินซิงเกลตสมนัยกับเลขควอนตัมสปิน $S = 0$ ที่ภาพฉายของสปินลงบนแกนควอนไทเซชันให้ผล $S_z = 0$ ในขณะที่สปิน $S = 1$ บรรยายสถานะสปินทริปเปลตที่มี $S_z = 0, \pm 1$ มันเป็นเรื่องไม่ยากที่จะแสดงให้เห็นว่า F_s และ F_{tz} มีเลขควอนตัมการฉายสปิน $S_z = 0$ จึงเป็นแอมพลิจูดของคู่อิเล็กตรอนที่มีโอกาสในการพบมากที่สุด สำหรับ $\pm F_{tz} + iF_{ty}$ นั้นมี $S_z = \pm 1$ และยังคงมีความเป็นไปได้ที่จะพบถ้าเวกเตอร์สนามแลกเปลี่ยนไม่ได้ชี้ตามแกนควอนไทเซชันในปริภูมิสปิน

แทนสมการ (4) ลงใน (3) เพื่อแยกองค์ประกอบสเกลาร์และเวกเตอร์ได้

$$\left(|\omega|-\frac{D}{2}\nabla^2\right)F_s(\vec{r},\omega)+i\vec{I}\cdot\vec{F}_t(\vec{r},\omega)=\Delta(\vec{r}),$$
$$\left(|\omega|-\frac{D}{2}\nabla^2+\frac{2}{\tau_{so}}\right)\vec{F}_t(\vec{r},\omega)+i\vec{I}F_s(\vec{r},\omega)=0 \quad (5)$$

สมการที่ได้เรียกว่าสมการขนส่งแบบอูสาเดล ซึ่งเราจะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าอันตรกิริยาแลกเปลี่ยน $\vec{I}$ $(\vec{r})$ มีบทบาทสำคัญในการทำลายคู่คูเปอร์แบบซิงเกลตและในขณะเดียวกันก็สร้างคู่ทริปเปลตเป็นการชดเชยด้วย สำหรับอันตรกิริยาการกระเจิงสปิน-วงโคจรไม่มีผลโดยตรงต่อคู่ซิงเกลตเพราะว่าสมมาตรย้อนกลับเวลามีการอนุรักษ์ แต่จะมีผลเป็นตัวทำลายคู่ทริปเปลต นั่นคือคู่ซิงเกลตจะถูกกระเจิงด้วยอิทธิพลของการกระเจิงสปิน-วงโคจรโดยทางอ้อมผ่านการควบคู่กับทริปเปลต กลไกได้รับการอธิบายก่อนหน้านี้แล้วโดยเดมเลอร์และคณะ [8]

ต่อไปจะวิจารณ์ความเป็นไปได้สำหรับการเกิดสถานะสปินทริปเปลต จากสมการ (1) เมื่อแทน $\hat{F}$ $(\vec{r},\ \omega)$ จากสมการ (4) จะให้ผลเป็น

$$\Delta(\vec{r})i\sigma_y=\pi TN(\vec{r})V(\vec{r})\sum_{\omega}\left[F_s(\vec{r},\omega)+\vec{F}_t(\vec{r},\omega)\cdot\vec{\sigma}\right]i\sigma_y \quad (6)$$

เนื่องจาก $i\sigma_y$ เป็นเมทริกซ์อสมมาตร (anti-symmetric) แต่ $\vec{\sigma}i\sigma_y$ เป็นเมทริกซ์สมมาตรจากหลักการกีดกันของเพาลี (Pauli's exclusion principle) ฟังก์ชันคลื่นของคู่อิเล็กตรอนต้องมีภาวะอสมมาตร เราจึงได้ว่า $\Delta(\vec{r})$ และ $F_s(\vec{r})$ มีแพริตีคู่เชิงปริภูมิ (even spatial parity) แต่ $\vec{F}_t(\vec{r})$ มีแพริตีคี่เชิงปริภูมิ (odd spatial parity) ซึ่งถ้าเป็นเช่นนี้แล้ว $\hat{F}(-\vec{r})\neq\hat{F}(\vec{r})$ นั่นคือสมการ (4) จะใช้ไม่ได้เพื่อแก้ไขข้อขัดแย้งนี้เราต้องพิจารณาสมมาตรเชิงความถี่โดยบังคับให้ $F_s(\omega)$ มีภาวะคู่และ $\vec{F}_t(\omega)$ มีภาวะคี่ การพิจารณาเช่นนี้ทำให้สมการ (6) มีรูปสมการเป็น

$$\Delta(\vec{r})=2\pi TN(\vec{r})V(\vec{r})\sum_{\omega}F_s(\vec{r},\omega) \quad (7)$$

และสมบัติภาวะคี่เชิงความถี่ของ $\vec{F}_t(\vec{r},\ \omega)$ ทำให้มีชื่อเรียกว่า การควบแน่นแบบทริปเปลตคี่ของบีเรซินสกี (Berezinskii's odd frequency triplet condensate) ซึ่งอันที่จริงก็เป็นสมมติฐานหนึ่งที่เสนอโดย บีเรซินสกี [12] ในความพยายามที่จะอธิบายกลไกของตัวไหลยวดยิ่งฮีเลียม 3 ในช่วงเริ่มต้นของการค้นพบ

สมการสำหรับพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ (7) ที่ได้นี้ยังคงอยู่ในรูปสัญนิยม กล่าวคือเฟสของสภาพนำยวดยิ่งมีสถานะสปินซิงเกลต จะอย่างไรก็ตาม $\Delta(\vec{r})$ เป็นค่าที่คล้องจองกันในตัว (self-consistent) สิ่งนี้หมายความว่าในการจะทราบค่า $\Delta(\vec{r})$ ได้ เราต้องหา $F_s(\vec{r},\ \omega)$ จากสมการการเคลื่อนที่ (5) ที่ถูกควบคู่ด้วย $\vec{F}_t(\vec{r},\ \omega)$ ซึ่งในที่สุดจะเห็นได้ว่าคู่คูเปอร์แบบทริปเปลตมีส่วนร่วมในกระบวนการเกิดสภาพนำยวดยิ่งแต่ปัญหามีอยู่ว่านักทดลองจะสามารถตระหนักถึงตัวตนของมันได้อย่างไร

สรุป

ทฤษฎีสภาพนำยวดยิ่งแบบคลื่นเอสทริปเปลตมีแนวคิดมาจากการแตกของสมมาตรย้อนกลับเชิงเวลาของคู่คูเปอร์ที่ก่อตัวแบบคลื่นเอสและมีสถานะสปินซิงเกลตเมื่อถูกรบกวนด้วยอิทธิพลของสนามอันตรกิริยาแลกเปลี่ยน คู่คูเปอร์นี้จะถูกทำลายแต่จะกลับมาจับคู่อีกครั้งในสถานะสปินทริปเปลตและเนื่องจากความเข้มงวดของหลักการกีดกันเพาลีบังคับให้คู่คูเปอร์แบบทริปเปลตต้องมีสมมาตรคี่เชิงความถี่

โครงสร้างที่มีปริภูมิแยกจากกันอย่างชัดเจนในระบบแผ่นประกบจึงมีความเหมาะสมสำหรับตรวจสอบความถูกต้องของทฤษฎี การเกิดสภาพนำยวดยิ่งเหนี่ยวนำในแผ่นแม่เหล็กจะให้ข้อมูลสำหรับเปรียบเทียบกับผลการทดลอง เป็นที่แน่นอนว่าในเบื้องต้นแบบจำลองแม่เหล็กเฟร์โรที่ใช้จะมีรูปแบบที่ง่ายต่อความเข้าใจ แต่ในสถานการณ์จริง เนื้อสารแม่เหล็กมีลักษณะถูกแบ่งกั้นเป็นห้องเล็กๆ เพื่อทำให้พลังงานแม่เหล็กสถิตมีเสถียรภาพในการเกิดความเป็นระเบียบเชิงแม่เหล็ก อย่างไรก็ตามการพิจารณาเช่นนี้เป็นเรื่องที่มีความซับซ้อนมากและยังอยู่ในระหว่างการศึกษา ดังนั้นหัวข้อการวิจัยสภาพนำยวดยิ่งในเนื้อสารแม่เหล็กจึงยังคงเป็นปัญหาเปิดแก่นักวิจัยในปัจจุบัน

กิตติกรรมประกาศ

บทความชิ้นนี้เป็นส่วนหนึ่งของโครงการวิจัยเรื่อง สภาพนำยวดยิ่งแบบทริปเปลตคี่ในระบบแผ่นประกบตัวนำยวดยิ่งและแม่เหล็กเฟร์โร โดยได้รับทุนจากสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัยและสำนักงานคณะกรรมการการอุดมศึกษา ประจำปี 2550 ผู้เขียนขอขอบคุณศาสตราจารย์ ดร.สุทัศน์ ยกส้าน สำหรับความกรุณาในการช่วยอ่านต้นฉบับบทความนี้

เอกสารอ้างอิง

1. Usadel, K. D. 1970. Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys. *Physical Review Letters* 25: 507-509.
2. de Gennes, P. G. 1966. Superconductivity of Metals and Alloys. New York. Benjamin.
3. Eilenberger, G. 1968. Transformation of Gorkov's Equation for Type II Superconductors into Transport-Like Equations. *Zeitschrift fur Physik* 214: 195-213.
4. Takahashi, S., and Tachiki, M. 1986. Theory of the Upper Critical Field of Superconducting Superlattices. *Physical Review* B 33: 4620-4631.
5. Auvil. P. R., Ketterson, J. B., and Song, S. N. 1989. Generalized de Gennes-Takahashi-Tachiki Proximity Effect Theory. *Journal of Low Temperature Physics* 74: 103-117.
6. Radovic, Z., Dobosavljevic-Grujic, L., Buzdin, A. I., and Clem, J. R. 1988. Upper Critical Fields of Superconductor-Ferromagnet Multilayers. *Physical Review* B 38: 2388-2393.
7. Radovic, Z., Ledvij, M., Dobosavljevic-Grujic, L., Buzdin, A. I., and Clem, J. R. 1991. Transition Temperatures of Superconductor-Ferromagnet Superlattices. *Physical Review B* 44: 759-764.

8. Demler, E. A., Arnold, G. B., and Beasley, M. R. 1997. Superconducting Proximity Effects in Magnetic Metals. *Physical Review B* 55: 15174-15182.
9. Bergeret, F. S., Volkov, A. F., and Efetov, K. B. 2005. Odd Triplet Superconductivity and Related Phenomena in Superconductor-Ferromagnet Structures. *Review of Modern Physics* 77: 1321-1373.
10. Rachataruangsit, T., and Yoksan, S. 2007. Spin Orbit Scattering Effect on Long-Range Odd Frequency Triplet Pairing in Ferromagnet/Superconductor Bilayers. *Physica C* 467: 156-166.
11. Mineev, V. P., and Samokhin, K. V. 1999. Introduction to Unconventional Superconductivity. Amsterdam. Gordon and Beach.
12. Berezinskii, V. L. 1975. New Model of the Anisotropic Phase of Superfluid He-3. *JETP Letters* 20: 287-289.

ได้รับบทความวันที่ 1 พฤศจิกายน 2553
ยอมรับตีพิมพ์วันที่ 24 ธันวาคม 2553