

สถานะเฟส π ในระบบแผ่นประกบสาม ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์โร π -Phase State in a Superconductor-Ferromagnet Trilayer

ชโนภาส ชนลักษณ์ดาว¹ และ บุญฤทธิ์ ครุณวการ^{2*}

Chanopat Chonlakdao¹ and Boonlit Krunavakarn^{2*}

¹คณะวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยี มหาวิทยาลัยราชภัฏพระนคร ประเทศไทย

²ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยบูรพา ประเทศไทย

¹Faculty of Science and Technology, Phranakhon Rajabhat University, Thailand

²Physics Department, Faculty of Science, Burapha University, Thailand

Received : 24 October 2024, Received in revised form : 27 February 2025, Accepted : 14 March 2025

Available online : 11 April 2025

บทคัดย่อ

วัตถุประสงค์และที่มา : ปรากฏการณ์การกวัดแกว่งของสภาพนำยวดยิ่งในชั้นแม่เหล็กเฟอร์โรเกิดขึ้นในระบบแผ่นประกบที่มีโครงสร้างไฮบริดจประกอบขึ้นมาจากตัวนำยวดยิ่งและแม่เหล็กเฟอร์โร การทะลุของฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนที่จับตัวเป็นคู่ตามหลักการทางกลศาสตร์ควอนตัมจากปริภูมิของตัวนำยวดยิ่งเข้าสู่ปริภูมิของแม่เหล็กเฟอร์โรมีผลให้เกิดการเหนี่ยวนำสภาพนำยวดยิ่งขึ้นมาได้ในวัสดุที่ไม่เป็นตัวนำยวดยิ่ง ความเข้าใจที่ถูกต้องของปรากฏการณ์ระบบแผ่นประกบมีความสำคัญในความต้องการทางเทคโนโลยีสำหรับอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ยุคใหม่ที่ทำงานด้วยการควบคุมสภาวะแม่เหล็ก การเลื่อนเฟสของฟังก์ชันคลื่นคู่อิเล็กตรอนที่กวัดแกว่งครอบคลุมคาบของการเคลื่อนที่เป็นผลลัพธ์จากสมบัติภาวะคาบที่มีนิยามเป็นผลรวมของความหนาแน่นหน่วยเซลล์ของระบบแผ่นประกบ ในทางทฤษฎีเฟสที่เลื่อนไปเมื่อฟังก์ชันคลื่นคู่อิเล็กตรอนเคลื่อนที่ครบหนึ่งรอบของคาบสามารถมีได้สองค่าเท่านั้นคือศูนย์และ π สถานะเฟส π ของตัวนำยวดยิ่งเป็นสถานะที่สามารถเกิดขึ้นได้ในระบบแผ่นประกบสาม ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์โร-ตัวนำยวดยิ่ง และระบบแผ่นประกบหลายชั้นที่ตัวนำยวดยิ่งมีการจัดเรียงสลับกับแม่เหล็กเฟอร์โร ฟิสิกส์ของสถานะเฟส π ในมุมมองของฟังก์ชันคลื่นทางกลศาสตร์ควอนตัมมีความแตกต่างจากสถานะเฟสศูนย์ด้วยสมมาตรคู่/คี่ เชิงปริภูมิรอบจุดสมมาตรของฟังก์ชันคลื่น กล่าวคือสถานะเฟส π สมนัยกับสมมาตรแบบคี่เชิงปริภูมิของฟังก์ชันคลื่น ในขณะที่สถานะเฟสศูนย์สมนัยกับสมมาตรแบบคู่ของฟังก์ชันคลื่น เป็นเรื่องไม่ง่ายนักในการตรวจสอบการมีอยู่จริงของสถานะเฟส π ในระบบแผ่นประกบเนื่องจากความซับซ้อนของข้อมูลทางกายภาพของวัสดุที่นำมาสังเคราะห์เป็นระบบประกบรวมถึงวิธีการวิเคราะห์ในเชิงทฤษฎี ค่าพารามิเตอร์ทางกายภาพของวัสดุในระบบแผ่นประกบมีดังต่อไปนี้ สภาพนำไฟฟ้าในสถานะปกติ สภาพการแพร่ พลังงานศักย์แลกเปลี่ยนของแม่เหล็กเฟอร์โร และค่าความต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสระหว่างตัวนำยวดยิ่งและแม่เหล็กเฟอร์โร ความยากในการจำแนกสถานะเฟสอยู่ที่ค่าพารามิเตอร์สองตัวสุดท้ายไม่สามารถวัดค่าได้โดยตรงในทางการทดลอง นอกจากนี้ค่าความต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสเป็นพารามิเตอร์ที่คำนวณมาจากทฤษฎีควอนตัมของอนุภาคหลายตัวจึงไม่สามารถวัดค่าได้อย่างสมบูรณ์แต่มีอิทธิพลต่อปรากฏการณ์การกวัดแกว่งของสภาพนำยวดยิ่ง ความน่าสนใจของการเกิดขึ้นของสถานะเฟส π ว่ามีเงื่อนไขใดควบคุมสถานะดังกล่าวเป็นประเด็นของการศึกษาใน

บทความนี้ ในที่นี้ความเป็นไปได้ของสถานะเฟส π ในระบบแผ่นประกบ ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์โร-ตัวนำยวดยิ่ง ได้รับการยืนยันผ่านผลการคำนวณเชิงตัวเลข

วิธีดำเนินการวิจัย : ในขีดจำกัดการแพร่ที่นิยามด้วยระยะอาพันธ์ของคู่อิเล็กตรอนมีพิสัยไกลกว่าวิถีทางเดินอิสระของอิเล็กตรอน สมการอุสาคูเดลจะมีความเหมาะสมในการวิเคราะห์ปรากฏการณ์การกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรของระบบแผ่นประกบ ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์โร-ตัวนำยวดยิ่ง โดยจุดกึ่งกลางของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรเป็นจุดสมมาตร ทำให้การพิจารณาสมมาตรเชิงปริภูมิของฟังก์ชันอุสาคูเดลในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรสามารถจำแนกรูปฟอร์มของผลเฉลยของสมการการแพร่อุสาคูเดลได้อย่างสอดคล้องกับสถานะเฟสของฟังก์ชันคลื่นคู่อิเล็กตรอน อุณหภูมิวิกฤตคำนวณได้จากสมการความคล่องจงในตัวของการามีเตอร์ความเป็นระเบียบของตัวนำยวดยิ่งซึ่งวิธีหาผลเฉลยจะสมมติว่าฟังก์ชันคลื่นคู่อิเล็กตรอนมีการกวัดแกว่งด้วยความถี่เฉพาะตัวค่าหนึ่ง การลดทอนของอุณหภูมิวิกฤตเป็นผลจากอิทธิพลของตัวทำลายคู่ที่มีบทบาทเป็นค่าเจาะจงของข้อบกพร่องค่าขอบซึ่งเป็นรากของสมการอดิศัยที่หาจากการเชื่อมโยงฟังก์ชันอุสาคูเดลระหว่างตัวนำยวดยิ่งและแม่เหล็กเฟอร์โรผ่านเงื่อนไขขอบที่ผิวรอยต่อสัมผัส การศึกษาสถานะเฟส π ของปรากฏการณ์ระบบแผ่นประกบจะถูกวิเคราะห์ผ่านพฤติกรรมการแปรค่าของอุณหภูมิวิกฤตตามชั้นความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรที่เพิ่มขึ้น

ผลการวิจัย : สมการอุณหภูมิวิกฤตที่บรรยายการลดทอนของอุณหภูมิในสถานะตัวนำยวดยิ่งในพจน์ของตัวทำลายคู่มีความสัมพันธ์กับ ฟังก์ชันไดแกมมาผ่านกรรมวิธีผลเฉลยใหม่เดี่ยวยิ่งซึ่งต้องให้ร่วมกับสมการอดิศัยของตัวทำลายคู่เพื่อหารากต่ำสุดเพื่อให้อุณหภูมิวิกฤตมีค่าสูงสุด ในที่นี้สถานะเฟสของฟังก์ชันคลื่นคู่อิเล็กตรอนจะเป็นตัวกำหนดรูปแบบฟังก์ชันขอบเขตที่เป็นส่วนประกอบของสมการอดิศัยซึ่งทำให้การวิเคราะห์เชิงตัวเลขเป็นสิ่งจำเป็น อย่างไรก็ตามในขีดจำกัดที่ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีค่าน้อยกว่าระยะการแพร่ สมการอดิศัยจะให้รากเชิงวิเคราะห์และอุณหภูมิวิกฤตจะมีสูตรเชิงวิเคราะห์อย่างง่าย ในกรณีพิเศษที่ผิวรอยต่อสัมผัสระหว่างตัวนำยวดยิ่งและแม่เหล็กเฟอร์โรไม่มีสภาพต้านทาน สูตรการลดทอนของอุณหภูมิวิกฤต ในย่านใกล้เคียงกับอุณหภูมิวิกฤตเอกเทศแสดงการมีอยู่จริงของสถานะเฟส π การวิเคราะห์เชิงตัวเลขของสมการอุณหภูมิวิกฤตในกรณีทั่วไปที่ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีค่าใดๆ ยืนยันการมีอยู่จริงของสถานะเฟส π การเปรียบเทียบผลการทดลองกับทฤษฎีพบว่าสถานะเฟส π เกิดขึ้นจริงในระบบแผ่นประกบสาม ในโอเบียม-กาโดลิเนียม-ไนโอเบียม เมื่อสภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสมีค่าจำกัด นอกจากนี้ปรากฏการณ์การสลับเฟสของสภาพนำยวดยิ่งได้ถูกทำนายในการศึกษานี้ด้วย

สรุปผลการวิจัย : (1) วิธีผลเฉลยใหม่เดี่ยวยิ่งมีความพอเพียงในการวิเคราะห์ผลการทดลองของระบบแผ่นประกบสาม ในโอเบียม-กาโดลิเนียม-ไนโอเบียม (2) สภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสเป็นส่วนประกอบสำคัญสำหรับการเกิดขึ้นของสถานะเฟส π (3) สถานะเฟสศูนย์และเฟส π เป็นสถานะตัวนำยวดยิ่งที่เด่นชัดในระบบแผ่นประกบ (4) การสลับเฟสของสถานะตัวนำยวดยิ่งระหว่างเฟสศูนย์และเฟส π ตามค่าความหนาที่เพิ่มขึ้นของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรสามารถเกิดขึ้นได้จริง และ (5) พฤติกรรมการเกิดซ้ำของสภาพนำยวดยิ่งเป็นคุณลักษณะเฉพาะตัวของสถานะเฟสศูนย์

คำสำคัญ : ตัวนำยวดยิ่ง ; แม่เหล็กเฟอร์โร ; ปรากฏการณ์ระบบแผ่นประกบ ; สถานะเฟส π ; อุณหภูมิวิกฤต

Abstract

Background and Objectives : Oscillations of superconducting state properties in ferromagnetic layers are observed in hybrid layered systems composed of superconducting and ferromagnetic materials. The tunneling of electron Cooper pair wave functions from the superconducting region into the ferromagnetic region, governed by quantum mechanical principles, induces a superconducting state in non-superconducting materials. A deep understanding of the hybrid layered system phenomenon is crucial for fulfilling technological demands for next-generation electronic devices that operate through magnetic control. The phase shift of oscillating electron Cooper pair wave functions, completing one cycle of motion, results from the periodicity property defined as the sum of unit cell thicknesses of the layered system. Theoretically, when the electron Cooper pair wave function completes one cycle, there are only two possible values for the phase shift: zero and π . The π state of superconductivity is a state achievable in hybrid layered systems: superconducting-ferromagnetic-superconducting and multilayered systems where superconductors alternate with ferromagnets. The physics of the π state, viewed through the lens of quantum mechanical wave functions, differs from the zero-phase state due to even/odd spatial symmetry around the wave function's center point. Specifically, the π state corresponds to odd spatial symmetry of the wave function, while the zero-phase state represents even symmetry. Identifying the actual existence of the π state in layered systems is challenging due to the complexity of the physical data from synthesized composite materials and theoretical analysis methods. The following physical parameters characterize the layered system: normal state conductivity, diffusion coefficient, exchange energy of the ferromagnet and contact resistance at the interface between the superconducting and ferromagnetic layers. The difficulty in classifying the phase states stems from the last two parameters; these cannot be directly measured experimentally. Additionally, interfacial resistance is a parameter calculated from many-body quantum mechanics theory and cannot be fully measured but influences the oscillations of the superconducting state. Identifying the conditions controlling the emergence of the π state remains a subject of study in this article. This work confirms the possibility of the π state in superconducting-ferromagnetic-superconducting layered systems through numerical simulation results.

Methodology : In the limit where the diffusion length defined by the electron pair range is greater than the free path of electrons, The Usadel equations become suitable for analyzing the oscillations of the critical temperature in ferromagnetic layers within hybrid superconducting-ferromagnetic-superconducting layered systems. The central point of the ferromagnetic layer acts as a symmetry center, enabling the consideration of spatial symmetry of the

Usadel function in the ferromagnetic layer to classify the form of solutions from the diffusion equation consistently with the phase state of the electron pair wave function. The critical temperature is calculated using self-consistent equations based on the superconducting order parameter. This method assumes that the electron pair wave function oscillates at a specific frequency. The reduction in critical temperature arises from the influence of pairing destroyers, acting as the eigenvalues of boundary conditions for the problem. These are roots obtained from the Usadel equation linkage between the superconductor and ferromagnet through boundary conditions at the interface. The π -phase state phenomenon within layered systems is analyzed by examining the variation of critical temperature with increasing thickness of the ferromagnetic layers.

Main Results : The critical temperature equation describing the reduction of temperature in the superconducting state, expressed in terms of Cooper pairs destroyers, is related to the di-gamma function through a single-mode solution procedure. This procedure must be used together with the transcendental equation of Cooper pairs destroyers to find the minimum root, resulting in the highest critical temperature. Here, the phase state of the electron pair wave function determines the form of the boundary function which is a component of the transcendental equation, making numerical analysis necessary. However, when the thickness of the superconductor is less than the diffusion length, the transcendental equation provides an analytical root and the critical temperature has a simple analytical formula. In the special case where there is no resistance at the interface between the superconductor and the ferromagnet, the formula for the reduction of the critical temperature near the isolated critical temperature shows the existence of the π phase state. Numerical analysis of the critical temperature equation in the general case, with any thickness of the superconducting layer, confirms the existence of the π phase state. Comparing experimental results with theory, when the interfacial resistance condition is limited, reveals that the π phase state truly exists in a trilayer system of Niobium-Gadolinium-Niobium. This study also predicts the switching phenomenon of the superconducting state.

Conclusions : (1) the single-mode solution is sufficient to analyze the experimental results of Nb/Gd/Nb trilayer structures (2) the interface boundary resistance is an important ingredient for the occurrence of the π phase state (3) the zero-and π - phase are the energetic favorable superconducting state in proximity effect (4) the transition of the superconducting phase between the zero-and π -phase can occur as the ferromagnetic thickness increases and (5) the re-entrance behavior of superconductivity is a distinctive characteristic of the zero-phase.

Keywords : superconductor ; ferromagnet ; proximity effect ; π -phase state ; critical temperature

*Corresponding author. E-mail : boonlit@buu.ac.th

Introduction

วัสดุโลหะสถานะปกติเมื่อนำมาประกบกับวัสดุตัวนำยิ่งยวดจะสามารถสังเกตปรากฏการณ์การเหนี่ยวนำสภาพนำยิ่งยวดได้เกิดขึ้นได้ในโลหะซึ่งอธิบายได้ด้วยหลักการทางกลศาสตร์ควอนตัมที่ฟังก์ชันคลื่นของอิเล็กตรอนที่จับตัวกันเป็นคู่สามารถทะลุเข้าไปในแผ่นโลหะจึงเป็นที่มาของปรากฏการณ์ระบบแผ่นประกบ (Werthamer, 1963) พัฒนาการของทฤษฎีระบบแผ่นประกบในบริบทของฟังก์ชันกรีนที่ถูกเฉลี่ยตลอดชั้นฐานของอะตอมสารเจือปนโดยอูซาเดล (Usadel, 1970) และได้ถูกนำมาประยุกต์ใช้กับระบบแผ่นประกบที่มีโครงสร้างประกอบขึ้นมาจากตัวนำยิ่งยวดและแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ในความพยายามที่จะอธิบายปรากฏการณ์การกวัดแกว่งของสภาพนำยิ่งยวดที่ถูกเหนี่ยวนำขึ้นในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ (Radovic *et al.*, 1988)

ความสำคัญของปรากฏการณ์ดังกล่าวทวีมากยิ่งขึ้นในอุตสาหกรรมอิเล็กทรอนิกส์ใหม่ที่ต้องการนวัตกรรมอุปกรณ์โครงสร้างไฮบริดที่ทำงานด้วยการควบคุมสภาวะแม่เหล็กเช่นสวิตช์สปิน เครื่องเก็บข้อมูลแม่เหล็ก เครื่องประมวลผลเชิงควอนตัม ดังนั้นความเข้าใจที่ถูกต้องของปรากฏการณ์ระบบแผ่นประกบว่ามีผลลัพธ์อย่างไรต่อลักษณะเฉพาะตัวทางไฟฟ้าและแม่เหล็กจึงมีความสำคัญในแง่ของความก้าวหน้าทางเทคโนโลยีในปัจจุบัน (Buzdin, 2005)

สถานะเฟส π ได้รับการนำเสนอเป็นครั้งแรกโดย Buzdin & Kupriyanov, 1990 ว่าเป็นสถานะตัวนำยิ่งยวดของฟังก์ชันคลื่นคู่อิเล็กตรอนที่สามารถเกิดขึ้นได้ในระบบแผ่นประกบตัวนำยิ่งยวดและแม่เหล็กเฟอร์ไรต์แบบหลายชั้น นอกเหนือไปจากสถานะเฟสศูนย์ ซึ่งอาศัยสมบัติภาวะคาบของฟังก์ชันคลื่นที่กวัดแกว่งครบรอบคาบการกวัดแกว่งที่เป็นผลรวมของชั้นความหนาของแผ่นตัวนำยิ่งยวดและแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ ผลต่างเฟสของฟังก์ชันคลื่นระหว่างแผ่นตัวนำยิ่งยวดในลำดับถัดไปสามารถมีค่าได้เป็นศูนย์หรือ π เท่านั้น การสาธิตโดยกลุ่มนักทดลอง (Jiang *et al.*, 1995, 1996) แสดงให้เห็นว่าอุณหภูมิวิกฤตในสถานะเฟส π มีการกวัดแกว่งในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ทั้งในระบบแผ่นประกบหลายชั้นและระบบแผ่นประกบสาม การศึกษาเพิ่มเติมโดย (Karabassov *et al.*, 2019) และ (Majeed & Singh, 2022) ที่คำนึงถึงอิทธิพลของความต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสระหว่างตัวนำยิ่งยวดและแม่เหล็กเฟอร์ไรต์นั้นมีความขัดแย้งกันในตัว อาทิเช่น Majeed & Singh สรุปว่าสถานะเฟส π เกิดขึ้นเฉพาะในกรณีที่มีความต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสมีค่ามากกว่าค่าขีดเริ่ม หรือการสลับเฟสระหว่างเฟสศูนย์และเฟส π เมื่อความหนาของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์มีค่าเพิ่มขึ้นไม่สามารถเกิดขึ้นได้จริง ความคลุมเครือที่กล่าวมานี้จึงเป็นประเด็นที่ต้องวิเคราะห์ในเชิงทฤษฎีว่าพฤติกรรมการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตในระบบแผ่นประกบสามแท้จริงเป็นเช่นใดซึ่งการวิเคราะห์ปัญหานี้จะขึ้นพื้นฐานด้วยวิธีการหาผลเฉลยแบบโหมดเดี่ยวของสมการอูซาเดลโดยทำการแบ่งปริภูมิตามลักษณะทางกายภาพของวัสดุ กล่าวคือพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบของสภาพนำยิ่งยวดมีจริงเฉพาะในแผ่นตัวนำยิ่งยวดในขณะที่สภาวะแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ถูกจำลองว่ามีค่าคงตัวทั่วบริเวณของแผ่นแม่เหล็ก และสภาพนำยิ่งยวดเหนี่ยวนำเกิดขึ้นได้ด้วยอิทธิพลของสภาพนำไฟฟ้าของโลหะในสถานะปกติ

Methodology

แบบจำลองของระบบแผ่นประกบ ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์โร-ตัวนำยวดยิ่ง เป็นระบบสมมาตรโดยมีแผ่นตัวนำยวดยิ่งความหนา d_s ประกบกันคั่นกลางด้วยแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรความหนา d_f กำหนดให้แกน x เป็นทิศตั้งฉากกับระนาบของแผ่นประกบซึ่งมีสภาพนำไฟฟ้าและสภาพการแพร่ที่แตกต่างกันกล่าวคือ $\sigma_{s(f)}$ และ $D_{s(f)}$ เป็นสภาพนำไฟฟ้าและสภาพการแพร่ของตัวนำยวดยิ่ง(แม่เหล็กเฟอร์โร) ตามลำดับ สมการอุสาคีลมีความเหมาะสมในการวิเคราะห์ปรากฏการณ์การกวัดแกว่งของอนุกรมวิฤตในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์โรในขีดจำกัดที่ระยะอาพันธ์ของคู่อิเล็กตรอนมีพิสัยไกลกว่าวิถีทางเดินอิสระของอิเล็กตรอนซึ่งการวิเคราะห์ปัญหาต้องพิจารณาปริมาณของฟังก์ชันคอร์คอฟที่ถูกเฉลี่ยตลอดสัณฐานของสารเจือตามลักษณะทางกายภาพของวัสดุ

สมการอุสาคีลของปัญหาระบบแผ่นประกบตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์โรคือชุดของสมการการแพร่ของฟังก์ชันการจับคู่อิเล็กตรอนในขีดจำกัดสารเจือ

$$-\frac{D}{2} \frac{d^2}{dx^2} F(x, \omega_n) + (|\omega_n| + i\hbar \text{sgn}(\omega_n)) F(x, \omega_n) = \Delta(x)$$

และสมการความคล่องจองในตัวของพารามิเตอร์ความเป็นระเบียบ

$$\Delta(x) \ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \pi T_c \sum_{\omega_n} \left(F(x, \omega_n) - \frac{\Delta(x)}{|\omega_n|} \right)$$

เมื่อ $\omega_n = (2n+1)\pi T_c$ คือความถี่มาตรฐานที่อุณหภูมิวิกฤต T_c (ในบทความนี้กำหนดให้ค่าคงตัว $\hbar = k_B = 1$) T_{c0} คืออุณหภูมิวิกฤตของตัวนำยวดยิ่งเอกเทศ แบบจำลองของสนามแลกเปลี่ยนแม่เหล็กเฟอร์โรมีขนาดคงตัวและแทนด้วยสัญลักษณ์ $\hbar$ ฟังก์ชัน $\text{sgn}(\omega_n)$ มีค่า $+1$ ในกรณี $\omega_n > 0$ และ -1 ในกรณี $\omega_n < 0$

ในปริมาณของแม่เหล็กเฟอร์โร $0 < x < d_f$ สภาพนำยวดยิ่งเกิดขึ้นด้วยการเหนี่ยวนำเท่านั้นนั่นคือ $\Delta = 0$ และสมการอุสาคีลจะลดรูปเป็น

$$(|\omega_n| + i\hbar \text{sgn}(\omega_n)) F_f - \pi T_{c0} \xi_f^2 \frac{d^2 F_f}{dx^2} = 0 \quad (1)$$

ระยะการแพร่ของแม่เหล็กเฟอร์โรกำหนดด้วย $\xi_f = \sqrt{D_f/2\pi T_{c0}}$ เพราะว่สมการอุสาคีล (1) เป็นสมการอนุพันธ์อันดับสองแบบเอกพันธ์จึงมีผลเฉลยทั่วไปในรูปของฟังก์ชันไฮเพอร์โบลิกไซน์และโคไซน์ในปริมาณของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง $-d_s < x < 0$ และ $d_f < x < d_f + d_s$ สมการอุสาคีลเป็นสมการไม่เอกพันธ์

$$\left(|\omega_n| - \pi T_{c0} \xi_s^2 \frac{d^2}{dx^2} \right) F_s = \Delta(x) \quad (2)$$

เมื่อ $\xi_s = \sqrt{D_s/2\pi T_{c0}}$ คือระยะการแพร่ของตัวนำยวดยิ่งและ $\Delta(x)$ สัมพันธ์กับ $F_s(x, \omega_n)$ ผ่านเงื่อนไขความคล้องจองกันในตัว

$$\Delta(x) \ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \pi T_c \sum_{\omega_n} \left(F_s(x, \omega_n) - \frac{\Delta(x)}{|\omega_n|} \right) \quad (3)$$

ฟังก์ชัน $F_s(x, \omega_n)$ และ $F_f(x, \omega_n)$ เชื่อมโยงกันด้วยเงื่อนไขขอบที่ผิวรอยต่อ (Kupriyanov & Lukichev, 1988)

$$\sigma_s \frac{dF_s}{dx} = \sigma_f \frac{dF_f}{dx}$$

และ

$$F_s = F_f - \gamma_b \xi_f \hat{n} \cdot \nabla F_f$$

เมื่อ $\hat{n}$ คือเวกเตอร์หนึ่งหน่วยที่ตั้งฉากกับระนาบของแผ่นโลหะมีทิศพุ่งออกจากตัวนำยวดยิ่ง และ γ_b มีความหมายเป็นความต้านทานของผิวรอยต่อสัมผัสเป็นค่าพารามิเตอร์ไร้หน่วยโดยเป็นสัดส่วนผกผันกับค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านของคูเปอร์จากตัวนำยวดยิ่งไปสู่โลหะในสถานะปกติ เมื่อใดก็ตามที่ความต้านทานขอบเขตมีค่าจำกัดแสดงว่าคูเปอร์มีการกระโดดข้ามผิวรอยต่อโลหะ อย่างไรก็ตามปริมาณนี้ไม่ใช่ปริมาณทางกายภาพจึงไม่สามารถวัดค่าได้ในเชิงการทดลองกรรมวิธีทางคณิตศาสตร์ที่เหมาะสมกับการแก้ปัญหาคือการพิจารณาว่าฟังก์ชันคลื่นของคู่อิเล็กตรอนมีการกวัดแกว่งด้วยความถี่เฉพาะตัวค่าหนึ่งจึงทำให้การหาผลเฉลยจะถูกสมมติในรูปต่อไปนี้

$$F_s(x, \omega_n) = \frac{\Delta(x)}{|\omega_n| + \pi T_{c0} \xi_s^2 \alpha^2} \quad (4)$$

และทำให้ได้สมการสำหรับการหาอุณหภูมิวิกฤต

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = 2\pi T_c \sum_{\omega_n > 0} \left(\frac{1}{|\omega_n| + \pi T_{c0} \xi_s^2 \alpha^2} - \frac{1}{|\omega_n|} \right) \quad (5)$$

ซึ่งมีที่มาจากสมการ (4) ลงในสมการ (3) ในที่นี้พารามิเตอร์ α ในทางกายภาพทำหน้าที่เป็นตัวทำลายคู่อิเล็กตรอน ซึ่งมีผลให้อุณหภูมิวิกฤตลดลงและในเชิงคณิตศาสตร์มีบทบาทเป็นค่าเจาะจงของข้อปัญหาค่าขอบซึ่งคำนวณค่าได้จากสมการอดิเคย์ที่มีที่มาจากสมการเชื่อมโยง F_s และ F_f ด้วยเงื่อนไขขอบ (Kupriyanov & Lukichev, 1988) ที่ผิวรอยต่อสัมผัสสองจุดคือ $x = 0$

$$\frac{dF_s(0)}{dx} = B_L F_s(0) \quad \text{เมื่อ} \quad B_L = \frac{\frac{\sigma_f}{\sigma_s} \frac{dF_f(0)}{dx}}{F_f(0) - \gamma_b \xi_f \frac{dF_f(0)}{dx}} \quad (6)$$

และ $x = d_f$

$$\frac{dF_s(d_f)}{dx} = B_R F_s(d_f) \quad \text{เมื่อ} \quad B_R = \frac{\frac{\sigma_f}{\sigma_s} \frac{dF_f(d_f)}{dx}}{F_f(d_f) + \gamma_b \xi_f \frac{dF_f(d_f)}{dx}} \quad (7)$$

เนื่องจากแผ่นตัวนำวดยิ่งมีความหนาเท่ากันจึงทำให้ $d_f/2$ เป็นจุดสมมาตรของระบบแผ่นประกบ เมื่อพิจารณาสมมาตรคู่/คี่เชิงปริภูมิของ $F_f(x, \omega_n)$ จะสามารถจำแนกรูปฟอร์มของผลเฉลยของสมการ (1) ได้ดังนี้

$$F_f(x, \omega_n) = \text{Const.} \cosh k_f \left(x - \frac{d_f}{2} \right) \quad (8)$$

สำหรับกรณีสถานะเฟสคูณย์และ

$$F_f(x, \omega_n) = \text{Const.} \sinh k_f \left(x - \frac{d_f}{2} \right) \quad (9)$$

สำหรับกรณีสถานะเฟส π เมื่อ $k_f = (1 + i)/\xi_h$ คือเลขเวกเตอร์คลื่นที่เป็นสัดส่วนผกผันกับระยะแลกเปลี่ยนของแม่เหล็กเฟอร์โร $\xi_h = \sqrt{D_f/\hbar}$ ซึ่งให้ความหมายว่าคู่คูเปอร์ในบริเวณของแม่เหล็กเฟอร์โรมีพฤติกรรมเคลื่อนที่แบบฮาร์โมนิกแบบหนึ่งกล่าวคือมีการสลายตัวในพิสัยของระยะแลกเปลี่ยนและกวัดแกว่งด้วยคาบ ξ_h ที่มาของสถานะเฟส π สามารถทำความเข้าใจได้จากการพิจารณาฟังก์ชันคลื่นคูเปอร์ในสถานะสปินซิงเกิลต

$$\Psi = e^{i\varphi} f(\vec{r}) \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow, \downarrow\rangle - |\downarrow, \uparrow\rangle)$$

เมื่อคู่คูเปอร์เคลื่อนที่จากตัวนำวดยิ่งเข้าสู่แม่เหล็กเฟอร์โรจากนั้นเข้าสู่ตัวนำวดยิ่งพร้อมกับที่เฟสของฟังก์ชันคลื่นเลื่อนไป π แล้วจะพบว่าในกรณีพื้นฐานการจัดเรียงตัวของสปินอิเล็กตรอนไม่แปรเปลี่ยน องค์ประกอบเชิงปริภูมิของฟังก์ชันคลื่นถูกบังคับให้มีสมมาตรแบบคี่ ซึ่งในกรณีที่กล่าวมานี้สมนัยกับสถานการณ์ของระบบแผ่นประกบตัวนำวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์โร ด้วยเหตุที่ว่าเงื่อนไขขอบที่ควบคุมการแพร่ของคู่คูเปอร์จากตัวนำวดยิ่งเข้าสู่แม่เหล็กเฟอร์โรนั้นเป็นเงื่อนไขขอบที่อนุรักษ์พื้นฐานการจัดเรียงตัวของสปินอิเล็กตรอน ความเป็นไปได้ที่เหลือคือฟังก์ชันคลื่นเชิงปริภูมิมีสมมาตรแบบคู่แต่สภาวะพื้นฐานของสปินอิเล็กตรอนมีการจัดเรียงตัวใหม่ อย่างไรก็ตามความเป็นไปได้นี้ไม่สามารถเกิดขึ้นได้ในสถานการณ์ที่คู่คูเปอร์มีการเคลื่อนที่แบบสุ่มหรือในขีดจำกัดการแพร่ สำหรับในแผ่นตัวนำวดยิ่ง ฟังก์ชันคลื่นต้องสอดคล้องกับเงื่อนไขขอบ $dF_s/dx = 0$ ที่ปลายขอบนอก $x = -d_s$ และ $x = d_f + d_s$ ซึ่งทำให้ได้รูปฟอร์มเป็นดังนี้ $F_s(x, \omega_n) = C_1 \cos \alpha(x + d_s)$ ในบริเวณ $-d_s < x < 0$ และ $F_s(x, \omega_n) = C_2 \cos \alpha(d_f + d_s - x)$ ในบริเวณ $d_f < x < d_f + d_s$

สมการอดิเคย์ของพารามิเตอร์ α หาได้จากการแทน F_f และ F_s ลงในเงื่อนไขขอบ ซึ่งผลลัพธ์คือ

$$\alpha \xi_s \tan(\alpha d_s) = W \quad (10)$$

เมื่อ W คือฟังก์ชันขอบเขตที่บรรจุข้อมูลทางกายภาพของระบบแผ่นประกบ

$$W = \frac{\frac{\sigma_f \xi_s}{\sigma_s \xi_f} k_f \xi_f \tanh(k_f d_f / 2)}{1 + \gamma_b k_f \xi_f \tanh(k_f d_f / 2)} \quad (11)$$

สำหรับกรณีสถานะเฟสศูนย์และ

$$W = \frac{\frac{\sigma_f \xi_s}{\sigma_s \xi_f} k_f \xi_f \coth(k_f d_f / 2)}{1 + \gamma_b k_f \xi_f \coth(k_f d_f / 2)} \quad (12)$$

สำหรับกรณีสถานะเฟส π ในที่นี้จะเห็นได้ว่าเลขเวกเตอร์คลื่น k_f เป็นอิสระจากความถี่มาตุสุบาระ จึงทำให้สมการอนุกรมวิฤตสามารถนิพจน์ได้ในรูปของฟังก์ชันไดแกมมาดังนี้

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{T_{c0}}{2T_c} \xi_s^2 \alpha^2\right) \quad (13)$$

เมื่อฟังก์ชันไดแกมมา $\psi(x)$ มีนิยามเป็นอนุพันธ์ลอการิทึมของฟังก์ชันแกมมาและตัวแทนอนุกรมเป็นดังนี้

$$\psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + x\right) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{n + \frac{1}{2} + x} - \frac{1}{n + \frac{1}{2}} \right)$$

จะสามารถเห็นได้อย่างชัดเจนว่าฟังก์ชันไดแกมมาสามารถอธิบายพฤติกรรมการลดทอนของอุณหภูมิวิกฤตในตัวนำยิ่งยวดที่มีสารเจือได้เป็นอย่างดี สำหรับระบบแผ่นประกอบพฤติกรรมการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตตามการแปรค่าของระยะความหนาที่เพิ่มขึ้นของแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์สามารถวิเคราะห์ได้จากสมการ (13) โดยต้องแก้สมการ (10) หารากของสมการอดิศัยเพื่อให้ได้พารามิเตอร์ α ข้อจำกัดของการนิพจน์การลดทอนของอุณหภูมิวิกฤตด้วยฟังก์ชันไดแกมมาคือพารามิเตอร์ตัวทำลายคู่คูเปอร์ต้องเป็นอิสระจากความถี่มัตสุบาระ นั่นก็เป็นเหตุผลว่าทำไมเลขเวกเตอร์คลื่น k_f จึงเป็นส่วนกลับของ ξ_h แม้ว่าในสถานการณ์จริงสนามแลกเปลี่ยนแม่เหล็กเฟอร์ไรต์จะมีค่าเช่นดังเช่นในสารประกอบอัลลอยด์แม่เหล็กเฟอร์ไรต์ก็ยังคงใช้สมการ (13) อธิบายผลการทดลอง ในงานของ (Karabassov *et al.*, 2019) ได้นำเสนอวิธีผลเฉลยหลายโหมดและแสดงให้เห็นว่าวิธีดังกล่าวให้ผลลัพธ์ที่แตกต่างอย่างมีนัยยะสำคัญเมื่อเปรียบเทียบกับวิธีผลเฉลยโหมดเดียว คำวิจารณ์ในที่นี้คือ (1) การนำเสนอมีความขัดแย้งในตัวกล่าวคือพารามิเตอร์ตัวทำลายคู่คูเปอร์ในสมการอุณหภูมิวิกฤตไม่ขึ้นกับความถี่มัตสุบาระ แต่ฟังก์ชันขอบเขตของสมการอดิศัยขึ้นกับความถี่มัตสุบาระ (2) นิพจน์ของฟังก์ชันขอบเขตมีพจน์ของฟังก์ชัน $A_s(\omega_n)$ ซึ่งให้ความหมายเป็นองค์ประกอบสถานะการควบแน่นทริปเปิลต์ ซึ่งเมื่อละทิ้งพจน์ดังกล่าวแล้ว (เพื่อทำให้พารามิเตอร์ตัวทำลายคู่คูเปอร์ไม่ขึ้นกับความถี่มัตสุบาระ) ผลเฉลยจะลู่ออกไม่สามารถแสดงพฤติกรรมการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตได้ จึงสรุปว่าการนำเสนอดังกล่าวไม่น่าเชื่อถือ

Results

สูตรเชิงวิเคราะห์อย่างง่ายของอุณหภูมิวิกฤตสามารถหาได้ในกรณีขีดจำกัดที่ความหนาของแผ่นตัวนำยิ่งยวดมีค่าน้อยเทียบกับระยะการแพร่ซึ่งเมื่อเงื่อนไข $d_s \ll \xi_s$ เป็นจริงแล้วนั้นรากของสมการอดิศัย สมการ (10) จะลดรูปเป็น $\alpha^2 = W/d_s \xi_s$ และทำให้สมการของอุณหภูมิวิกฤตในสถานะเฟส π มีสูตรเชิงวิเคราะห์เป็น

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{T_{c0}}{2T_c} \frac{\xi_s W}{d_s}\right) \quad (14)$$

การศึกษาของ (Majeed & Singh, 2022) ให้ข้อสรุปว่าสถานะเฟส π เกิดขึ้นได้ก็ต่อเมื่อความต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสต้อง มีค่าขีดเริ่มที่มากกว่าศูนย์ แต่จากสูตรเชิงวิเคราะห์ในกรณีขีดจำกัดแผ่นตัวนำยวดยิ่งบาง จะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าสถานะเฟส π ยังคงสามารถเกิดขึ้นได้แม้ในกรณีที่ผิวรอยต่อสัมผัสไม่มีสภาพต้านทานและเป็นไปตามสมการ

$$\frac{T_c}{T_{c0}} = 1 - \frac{\pi^2}{4} \frac{\sigma_f \xi_s}{\sigma_s \xi_f} \frac{\xi_f/\xi_h}{d_s/\xi_s} \frac{\sinh d_f/\xi_h + \sin d_f/\xi_h}{\cosh d_f/\xi_h - \cos d_f/\xi_h} \quad (15)$$

ที่บรรยายการลดทอนอุณหภูมิวิกฤตในย่าน T_c ใกล้เคียง T_{c0}

ในกรณีทั่วไปที่ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งมีค่าใดๆ การวิเคราะห์เชิงตัวเลขจะมีบทบาทสำคัญในการศึกษาความเป็นไปได้ ของสถานะเฟส π ในระบบแผ่นประกบสาม

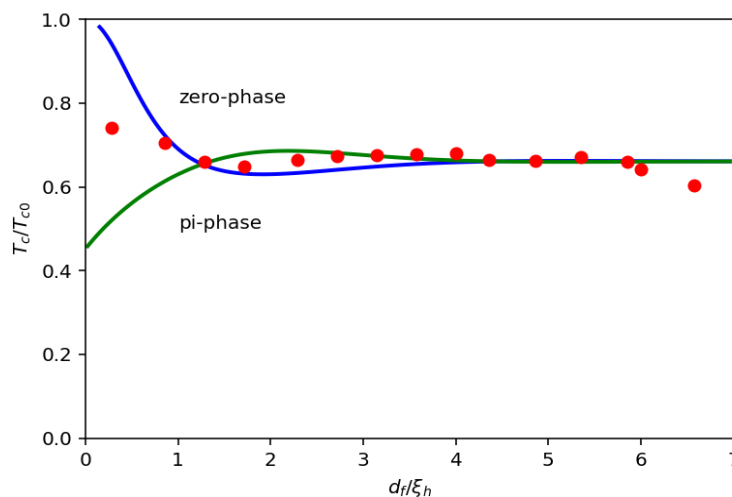


Figure 1 shows the oscillatory behavior of the critical temperature in the ferromagnetic layer

Figure 1 เป็นผลการคำนวณเชิงตัวเลขของสมการ (13) ร่วมกับสมการ (10) เพื่อศึกษาการกวัดแกว่งของอุณหภูมิ วิกฤตตามชั้นความหนาที่เพิ่มขึ้นของแผ่นแม่เหล็กเฟอโร สถานะเฟส π แสดงด้วยเส้นโค้งสีเขียว สถานะเฟสศูนย์แสดงด้วย เส้นโค้งสีน้ำเงิน จุดวงกลมสีแดงคือข้อมูลการทดลองจาก (Jiang *et al.*, 1995, 1996) ของระบบแผ่นประกบสาม Nb/Gd/Nb ซึ่งไนโอเบียมมีความหนาคงตัว $d_s=250\text{\AA}$ มีระยะการแพร่ $\xi_s=145\text{\AA}$ มีอุณหภูมิวิกฤตเอกเทศ $T_{c0}=8.8\text{ K}$ และแม่เหล็ก เฟอโรกาโดลิเนียมมีความหนาในช่วง $2\text{ \AA}$ ถึง $50\text{ \AA}$ จากรูปจะเห็นได้ว่าสถานะเฟส π ปรากฏในระบบแผ่นประกบโดยใช้ ชุดของค่าพารามิเตอร์ดังต่อไปนี้ อัตราส่วนสภาพนำไฟฟ้าของแม่เหล็กเฟอโรต่อตัวนำยวดยิ่ง $\sigma_f/\sigma_s=0.025$ อัตราส่วนของ

ระยะการแพร่ของตัวนำยวดยิ่งต่อระยะแลงเปลี่ยน $\xi_s/\xi_h=18$ อัตราส่วนของระยะการแพร่ของแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ต่อระยะแลงเปลี่ยน $\xi_f/\xi_h=9$ และค่าสภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัส $\gamma_b=0.1$ กราฟอุณหภูมิวิกฤตในรูปแบบแสดงบทบาทสำคัญของค่าสภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัส (ซึ่งในช่วงเวลาดังกล่าวยังไม่เป็นที่ตระหนักในวงกว้าง) จากงานของ (Jiang *et al.*, 1995) สถานะเฟส π ในระบบแผ่นประกบหลายชั้นเกิดขึ้นจริงโดยปราศจากการพิจารณาค่าสภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสทำให้การพิตกราฟต้องสมมติอัตราส่วน $\sigma_f/\sigma_s = 0.013$ และใช้ $d_s=500\text{\AA}$ (ความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งในระบบแผ่นประกบสามมีค่ากึ่งหนึ่งของระบบแผ่นประกบหลายชั้นด้วยผลการควบคู่ของแผ่นตัวนำยวดยิ่ง) นอกจากนี้ งานของ (Jiang *et al.*, 1996) เป็นการทำนายการเกิดสถานะเฟส π ในระบบแผ่นประกบสามโดยไม่มีการเปรียบเทียบผลการทดลองกับทฤษฎี

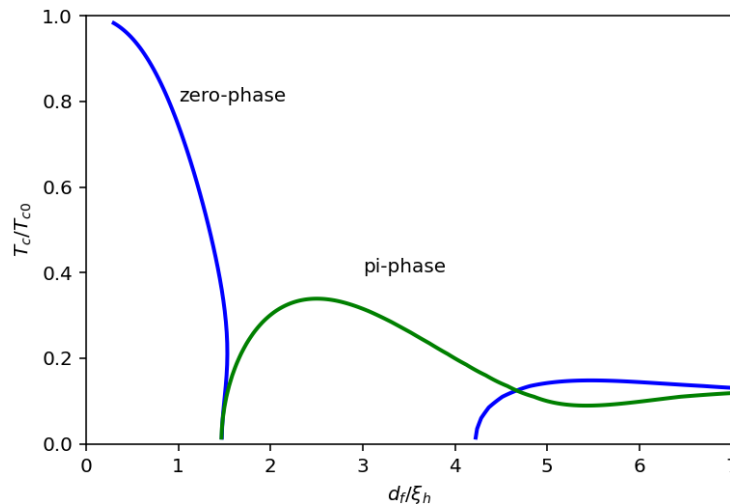


Figure 2 shows the phase-switching phenomenon of superconductivity between the zero-and pi-phases in the ferromagnetic layer

Figure 2 แสดงพฤติกรรมเชิงทฤษฎีการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์เมื่อลดค่าความหนาของแผ่นตัวนำยวดยิ่งเป็น $d_s/\xi_s=1.25$ และกำหนด $\sigma_f/\sigma_s=0.025$ และ $\xi_s/\xi_h=11$ และ $\xi_f/\xi_h = 1.84$ และ $\gamma_b=0$ จากรูปจะสังเกตเห็นได้ว่า อุณหภูมิวิกฤตในสถานะเฟสศูนย์ (เส้นโค้งสีน้ำเงิน) มีพฤติกรรมแบบหน่วงและสลายตัวอย่างรวดเร็วเมื่อ d_f เพิ่มค่าขึ้นจนกระทั่งมีค่าอยู่ในช่วงของ ξ_h จากนั้นสถานะเฟส π (เส้นโค้งสีเขียว) จะปรากฏแทนที่สถานะเฟสศูนย์และเมื่อเพิ่มค่า d_f ต่อไปจะสามารถสังเกตปรากฏการณ์การสลับเฟสของสภาพนำยวดยิ่งกลับไปเป็นเฟสศูนย์อีกครั้ง ซึ่งจนถึงปัจจุบันยังไม่มีผลการทดลองสนับสนุนการทำนายเชิงทฤษฎีของปรากฏการณ์ดังกล่าว นอกจากนี้เมื่อทำการเปรียบเทียบกับผลลัพธ์ในงานของ (Karabassov *et al.*, 2019) ซึ่งใช้ค่าพารามิเตอร์ดังต่อไปนี้ $\sigma_f\xi_s/\sigma_s\xi_f = 0.15, d_s/\xi_s = 1.24, \xi_f/\xi_h = 1.85, \gamma_b = 0$ (โดยที่ไม่ระบุค่า ξ_s/ξ_f มาให้) ถ้าสมมติ $\xi_s/\xi_h = 11$ แล้วจะได้ $\sigma_f/\sigma_s = 0.025$ เป็นชุด

พารามิเตอร์ที่มีค่าใกล้เคียงกับผลการศึกษาในงานนี้ซึ่งก็แสดงว่างานของ (Karabassov *et al.*, 2019) ทำด้วยวิธีผลเฉลยใหม่คนเดียว สำหรับคำถามที่ว่าถ้าสัณฐานของแผ่นประกบมีการเรียงชั้นเป็นตัวนำยวดยิ่ง-ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์ไรต์แล้วจะเป็นอย่างไร คำตอบคือระบบแผ่นประกบสามชั้นจะกลายเป็นระบบแผ่นประกบสองชั้น ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์ไรต์ พฤติกรรมของอุณหภูมิวิกฤตจะเหมือนในรูปยกเว้นว่าสถานะเฟส π จะหายไปมีเฉพาะเฟสศูนย์เท่านั้น

Discussion

ผลลัพธ์ที่ได้จากการศึกษาพฤติกรรมการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตในระบบแผ่นประกบ ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์ไรต์-ตัวนำยวดยิ่ง ในเชิงทฤษฎีนั้นมีความแตกต่างจากงานของ (Majeed & Singh, 2022) และ (Karabassov *et al.*, 2019) ในประเด็นต่อไปนี้ (1) สถานะเฟส π สามารถปรากฏในระบบแผ่นประกบโดยไม่ขึ้นกับค่าขีดเริ่มของสภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสและ (2) สมการอูสาคเลในรูปแบบฟังก์ชันเชิงซ้อนสามารถใช้บรรยายพฤติกรรมการกวัดแกว่งของอุณหภูมิวิกฤตในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์ได้โดยไม่ต้องทำให้อยู่ในรูปของฟังก์ชันค่าจริง นอกจากนี้เมื่อทำการเปรียบเทียบกับผลการทดลองของ (Jiang *et al.*, 1996) พบว่าค่าจำกัดของสภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัส ($\gamma_b=0.1$ ใน Figure 1) มีผลให้สามารถยืนยันได้ว่าสถานะเฟส π เกิดขึ้นได้จริงในระบบแผ่นประกบ Nb/Gd/Nb

Conclusions

สมการอูสาคเลในรูปแบบเชิงซ้อนถูกใช้เพื่อศึกษาความเป็นไปได้ของสถานะเฟส π ในระบบแผ่นประกบ ตัวนำยวดยิ่ง-แม่เหล็กเฟอร์ไรต์-ตัวนำยวดยิ่ง ผ่านกรรมวิธีการหาผลเฉลยแบบใหม่คนเดียว ซึ่งมีความพอเพียงในการวิเคราะห์ผลการทดลองของระบบแผ่นประกบ Nb/Gd/Nb ผลการวิเคราะห์พบว่าสภาพต้านทานที่ผิวรอยต่อสัมผัสเป็นปัจจัยสำคัญสำหรับการปรากฏสถานะตัวนำยวดยิ่งเฟส π นอกจากนี้การวิเคราะห์เชิงทฤษฎีสามารถทำนายปรากฏการณ์การสลับเฟสของสภาพนำยวดยิ่งในแผ่นแม่เหล็กเฟอร์ไรต์เฟสศูนย์และเฟส π ซึ่งจะมีเพียงสถานะเฟสศูนย์เท่านั้นที่สามารถแสดงพฤติกรรมสภาพนำยวดยิ่งแบบเกิดซ้ำได้

References

- Buzdin, A. I. (2005). Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *Reviews of Modern Physics*, 77, 935-976.
- Buzdin, A. I., & Kupriyanov, M. Yu. (1990). Transition temperature of a superconductor-ferromagnet superlattice. *JETP Lett*, 52, 487-491.

- Jiang, J. S., Davidovic, D., Reich, D. H., & Chien, C. L. (1995). Oscillatory superconducting transition temperature in Nb/Gd multilayers. *Physical Review Letters*, 74, 314-317.
- Jiang, J. S., Davidovic, D., Reich, D. H., & Chien, C. L. (1996). Superconducting transition in Nb/Gd/Nb trilayers. *Physical Review B*, 54, 6119-6121.
- Karabassov, T., Stolyarov, V. S., Golubov, A. A., Silkin, V. M., Bayazitov, V. M., Lvov, B. G., & Vasenko, A. S. (2019). Competitive 0 and π states in S/F/S trilayers: Multimode approach. *Physical Review B*, 100, 104502.
- Kupriyanov, M. Yu., & Lukichev, V. F. (1988). Influence of boundary transparency on the critical current of dirty SS'S structures. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 67, 1163-1169.
- Majeed, A., & Singh, H. (2022). Effect of the interface transparency and ferromagnetic thickness on the critical temperature of NbN/Gd/NbN hybrid structure. *Physica C*, 602, 1354627.
- Radovic, Z., Dobrosavljevic-Grujic, L., Buzdin, A. I., & Clem, J. R. (1988). Upper critical fields of superconductor-ferromagnet multilayers. *Physical Review B*, 38, 2388-2393.
- Usadel, K. D. (1970). Generalized diffusion equation for superconducting alloys. *Physical Review Letters*, 25, 507-509.
- Werthamer, N. R. (1963). Theory of the superconducting transition temperature and energy gap function of superposed metal films. *Physical Review*, 132, 2440-2445.