

คุณหมิวิกฤติของตัวนำยิ่งยวดคุณหมิวสูงซึ่งมีความหนาแน่นสถานะที่ขึ้นกับพลังงาน

ปริญญานิพนธ์
ของ
เฉลิมพงศ์ คำวงศ์ษา

เสนอต่อมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒประสานมิตร เพื่อเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษา
ตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต วิชาเอก ฟิสิกส์
มีนาคม 2540
ลิขสิทธิ์เป็นของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

อุณหภูมิจากการวัดของตัวนำยิ่งยวดอุณหภูมิต่ำที่มีความหนาแน่นสถานะที่ขึ้นกับพลังงาน

บทคัดย่อ
ของ
เฉลิมพงศ์ คำวงศ์ษา

เสนอต่อมหาวิทยาลัยศรีนครินทร วิโรฒประสานมิตร เพื่อเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษา
ตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต วิชาเอก ฟิสิกส์
มีนาคม 2540

งานวิจัยนี้มีจุดมุ่งหมาย ที่จะหาอุณหภูมิวิกฤติของตัวนำยิ่งยวดอุณหภูมิสูงซึ่งมีความหนาแน่นสถานะที่ขึ้นกับพลังงาน โดยวิธี เชิงตัวเลข ซึ่งขึ้นกับตัวพารามิเตอร์ต่างๆดังนี้ ความถี่เดอบาย พลังงานเฟอร์มี ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ ปรับตำแหน่งระดับพลังงานเฟอร์มี

ผลที่จากการเปลี่ยน ค่าพารามิเตอร์ทั้ง 3 ค่าพบว่า ความถี่เดอบายเพิ่มขึ้น จะทำให้ อุณหภูมิวิกฤติเพิ่มขึ้น, พลังงานเฟอร์มีเพิ่ม จะทำให้อุณหภูมิวิกฤติเพิ่มขึ้น, และเมื่อความกว้างของความหนาแน่นสถานะเพิ่มจะทำให้อุณหภูมิวิกฤติเพิ่มขึ้น

CRITICAL TEMPERATURE OF A HIGH T_c SUPERCONDUCTOR HAVING AN
ENERGY DEPENDENT DENSITY OF STATES

AN ABSTRACT
OF
CHALERMPONG KUMVONGSA

Presented in partial fulfillment of requirements for the
Master of Science Degree in Physics
at Srinakharinwirote University
March 1997

An exact numerical transition temperature (T_C) formula is derived within the van Hove scenario consisting of a logarithmic singularity in the density of states(DOS) at the Fermi energy. By varying the Fermi energy, Debye frequency, the broadening parameter and the Fermi energy shift, the transition temperature is evaluated.

We find that when Fermi energy is increased, T_C is increased; when Debye frequency ω_D is increased, T_C is increased; when density of states is increased, T_C is increased; when the broadening parameter is increased, T_C is decreased and when the Fermi energy shift is increased, T_C is decreased.

คณะกรรมการควบคุมและคณะกรรมการสอบได้พิจารณาปริญญานิพนธ์ฉบับนี้แล้ว
เห็นสมควรรับเป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต
วิชาเอกฟิสิกส์ ของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒได้

คณะกรรมการควบคุม

.....*สุทัศน์ วกุล*.....ประธาน

(ศ.ดร.สุทัศน์ ชกส้าน)

.....*พรศักดิ์ ผลโลก*.....กรรมการ

(รศ.ดร.ณสรณ์ ผลโลก)

คณะกรรมการสอบ

.....*สุทัศน์ วกุล*.....ประธาน

(ศ.ดร.สุทัศน์ ชกส้าน)

.....*พรศักดิ์ ผลโลก*.....กรรมการ

(รศ.ดร.ณสรณ์ ผลโลก)

.....*นิรมล ปิตะนิละพลิน*.....กรรมการที่แต่งตั้งเพิ่มเติม

(ผศ.นิรมล ปิตะนิละพลิน)

บัณฑิตวิทยาลัยอนุมัติให้รับปริญญานิพนธ์ฉบับนี้ เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตาม
หลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต วิชาเอกฟิสิกส์ ของมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

.....*Ny nuan*.....คณบดีบัณฑิตวิทยาลัย

(ดร.ศิริยุภา พูลสุวรรณ)

วันที่ 10 เดือน ธันวาคม พ.ศ.2540

ประกาศคุณูปการ

ปริญญานิพนธ์ฉบับนี้สำเร็จได้ด้วยความเมตตาจาก ศ.ดร. สุทัศน์ ยกส้าน ได้อบรม สั่งสอน ให้คำปรึกษา และประสิทธิประสาทวิชา ให้แก่ผู้วิจัย ด้วยวิญญานของความเป็นครูอย่างแท้จริง ซึ่งผู้วิจัยมีความซาบซึ้งในพระคุณของอาจารย์เป็นอย่างยิ่ง

ขอกราบขอบพระคุณ รศ.ดร. ณสรวรค์ ผลโภค และ ผศ. นิรมล ปิตะนีละผลิน ที่ให้คำปรึกษา คำแนะนำ รวมทั้ง แก้ไข ปริญญานิพนธ์ ฉบับนี้

ขอขอบพระคุณ อ. ทวีศักดิ์ พงษ์ปัญญา และ อ. จตุภัทร ขจัดภัย ทางด้านการพิมพ์

ขอขอบพระคุณ อาจารย์ พงษ์แก้ว อุดมสมุทรนิรันดร์ที่ให้คำปรึกษาทางด้านคอมพิวเตอร์ ของปริญญานิพนธ์ ฉบับนี้

สุดท้ายนี้ขอกราบเท้า พ่อ แม่ และขอบคุณ ภรรยา ผู้ให้กำลังใจ และสนับสนุนการศึกษาของผู้วิจัยตลอดมา

เฉลิมพงศ์ คำวงศ์ษา

สารบัญ

บทที่	หน้า
1 ประวัติการค้นพบสภาพน้ำยิ่งยวด	1
2 งานวิจัยที่เกี่ยวข้อง	14
3 วิธีดำเนินงานวิจัย	26
4 ผลงานวิจัย	29
5 บทย่อ สรุปผล และอภิปรายผล	65
บรรณานุกรม	70
ภาคผนวก	72
ประวัติย่อผู้วิจัย	77

บัญชีภาพประกอบ

ภาพประกอบ	หน้า
1 กราฟแสดงค่าความต้านทานไฟฟ้ากับอุณหภูมิของปรอทบริสุทธิ์	2
2 ปฏิกิริยาการแผ่รังสีไมสเนอร์	3
3 กราฟระหว่างสนามวิกฤติกับอุณหภูมิ	4
4 แสดงอิเล็กตรอนในสารตัวนำยิ่งยวดเมื่อเคลื่อนที่ผ่านกลุ่มไอออนที่มีประจุบวก	6
5 แสดงการดึงดูดอิเล็กตรอนระหว่างกลุ่มไอออนที่มีประจุบวกเป็นสื่อ	7
6 แสดงอันตรกิริยาดึงดูดระหว่างกลุ่มไอออนโดยอาศัยคลื่นแลตทิซ	8
7 แสดงความหนาแน่นสถานะและพลังงาน	10
8 ทรงกลมเฟอร์มี	11
9 กราฟความหนาแน่นสถานะ	13
10 กราฟแสดงอุณหภูมิวิกฤติกับพลังงาน	13
11 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า $N(O)V=0.1, N(O)V=0.84, N(O)V=0.78$	23
12 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=50000, \tau=0$	39
13 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=250000, \tau=0$	40
14 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=750, \tau=0$	41
15 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=1000, \tau=0$	42
16 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=500000, \tau=5$	43
17 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=250000, \tau=5$	44
18 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=10000, \tau=5$	45

19	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=500, \tau=5$	46
20	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=750, \tau=5$	47
21	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=1000, \tau=5$	48
22	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=50000, \tau=10$	49
23	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=20000, \tau=10$	50
24	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=10000, \tau=10$	51
25	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=1000, \tau=10$	52
26	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=50000, \delta/E_F=0$	53
27	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับ ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดย การเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=10000, \delta/E_F=0$	54
28	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) โดย การเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=750, \delta/E_F=0$	55
29	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) โดย การเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=1000, \delta/E_F=0$	56
30	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดย การเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=50000, \delta/E_F=0.005$	57
31	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดย การเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=50000, \delta/E_F=0.005$	58
32	กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดย การเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=50000, \delta/E_F=0.005$	59

33	กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_C)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T)โดย การเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=500, \delta/E_F=0.005$	60
34	กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_C)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T)โดย การเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=750, \delta/E_F=0.005$	61
35	กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_C)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) โดย การเปลี่ยนค่า E_F เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=1000, \delta/E_F=0.005$	62
36	กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_C)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T)โดย การเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=50000, \delta/E_F=0.05$	63
37	กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_C)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T)โดย การเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, E_F=10000, \delta/E_F=0.05$	64
38	กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_C)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T)โดย การเปลี่ยนค่า ω_D เมื่อ $N(O)V=0.1, \omega_D=1000, \delta/E_F=0.05$	65

ประวัติการค้นพบสภาพนำยิ่งยวด

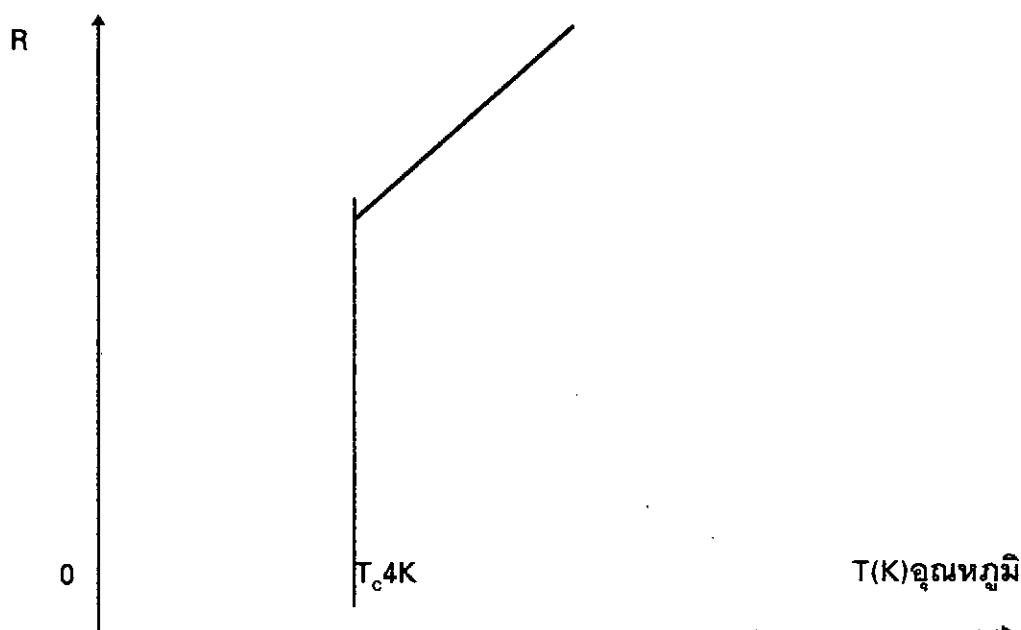
ราวคริสต์ศตวรรษที่ 18 นักวิทยาศาสตร์สามารถลดอุณหภูมิของก๊าซต่างๆลงได้ ก๊าซกลายเป็นของเหลวชนิดใหม่ ที่มีคุณสมบัติแบบที่ ไม่เคยคาดฝัน ในปีค.ศ. 1908 ฮอนเนส (Onnes. 1911:1226) สามารถทำก๊าซฮีเลียมให้เป็นของเหลวได้สำเร็จ

ในกระบวนการ การเปลี่ยนก๊าซเป็นของเหลวนั้น นักวิทยาศาสตร์ใช้วิธีการเพิ่มความดัน เพราะความดันจะทำให้โมเลกุลของก๊าซอยู่ใกล้ชิดกันมากขึ้น เป็นผลให้แรงยึดเหนี่ยว (cohesive force) ระหว่างโมเลกุลมีมากขึ้นส่งผลให้ก๊าซเปลี่ยนสถานะ อย่างไรก็ตาม หากขณะที่ทำการทดลองอุณหภูมิของก๊าซสูงกว่าอุณหภูมิวิกฤติแล้วก๊าซจะไม่สามารถเปลี่ยนเป็นของเหลวได้แม้ว่าความดันที่กระทำต่อก๊าซจะมากเพียงใดก็ตาม

ก่อนปี ค.ศ. 1879 นักวิทยาศาสตร์สามารถเปลี่ยนก๊าซหลายชนิดให้เป็นของเหลวได้ แต่ก๊าซไฮโดรเจน ไนโตรเจนและก๊าซออกซิเจน นั้นยังไม่สามารถทำให้เป็นของเหลวได้ จึงทำให้นักวิทยาศาสตร์คิดว่า ก๊าซทั้งสามชนิดนี้เป็นก๊าซถาวร(permanent gas) จนกระทั่งปี ค.ศ.1887 แคลลิลีเตก (Caillietet) นักวิทยาศาสตร์ชาวฝรั่งเศสสามารถทำให้ออกซิเจนเป็นของเหลวได้ที่อุณหภูมิ 90.2 K และอีกหกปีต่อมา นักวิทยาศาสตร์ประสบความสำเร็จในการทำไนโตรเจนเป็นของเหลวที่อุณหภูมิ 77.4 K ในปีค.ศ.1898 เซอร์ เจมส์ ดีวาร์ (Sir James Dewar) ก็สามารถทำให้ไฮโดรเจน เป็นของเหลวได้ที่อุณหภูมิ 20.4K

โดยปกติแล้ว เวลาอุณหภูมิลดลงการสั่นของอนุภาคเนื่องจากความร้อนจะน้อยลง ยังผลให้อันตรกิริยาของแรงยึดเหนี่ยวระหว่างอนุภาคเพิ่มขึ้น จนกระทั่งถึงระดับที่สามารถเปลี่ยนของเหลวเป็นของแข็งได้ แต่ความรู้ในแง่ฟิสิกส์ดั้งเดิม (classical physics) ไม่สามารถอธิบายพฤติกรรมที่พิเศษของฮีเลียมได้ กล่าวคือ ฮีเลียมยังคงสภาพเป็นของเหลวที่ศูนย์องศาสัมบูรณ์ได้ถึงแม้จะตอมจะไม่มีการเคลื่อนไหวเนื่องจากความร้อนเลย ในการทดลองระยะแรก ๆ ฮอนเนสรู้สึกประหลาดใจกับความหนาแน่นที่น้อยมากของฮีเลียมเหลว ซึ่งน้อยกว่าน้ำถึงแปดเท่า จากการที่ความหนาแน่นน้อยนี้แสดงว่าอะตอมของฮีเลียมอยู่ห่างกันมาก ดังนั้นจึงเป็นการยากที่จะทำให้ฮีเลียมเป็นของแข็งได้ หลังจากทีนักวิทยาศาสตร์ประสบความสำเร็จ ในการทำอุณหภูมิต่ำใกล้เคียงศูนย์องศาสัมบูรณ์และทำฮีเลียมเหลวได้ ฮอนเนสก็ยังได้พบอีกว่า ในอาณาจักรของฟิสิกส์ อนุกรมที่มีปรากฏการณ์แปลก ๆ ที่ไม่พบในฟิสิกส์สาขาอื่น ฮอนเนสจึงเริ่มศึกษาสมบัติ ของสารที่มีอุณหภูมิต่ำๆ ในเวลาต่อมาในปี ค.ศ. 1911 ฮอนเนส (Onnes. 1911:1206,1226) พบตัวนำยิ่งยวด(superconductor) ซึ่งสภาพนำไฟฟ้ายิ่งยวดของ

สารเป็นคุณสมบัติของสารที่ไร้ความต้านทานไฟฟ้า(electrical resistance)สภาวะเช่นนี้เกิดขึ้นได้ในโลหะบริสุทธิ์และในโลหะผสมที่มีสิ่งเจือปน (impurity) เมื่อสารอยู่ที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤติ (critical temperature)



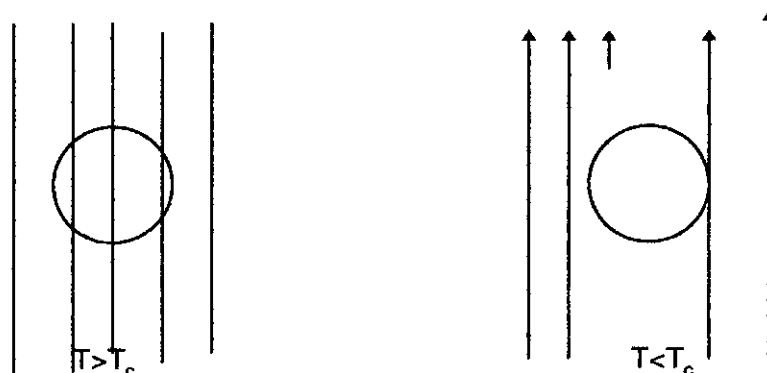
ภาพประกอบ 1 กราฟแสดงค่าความต้านทานไฟฟ้ากับอุณหภูมิของปรอทบริสุทธิ์ที่ทำทดลองโดยฮอนเนส(Onnes. 1911:1226)

เขาพบว่าที่อุณหภูมิ -269°C (4K) ปรอทหมดสภาพต้านทานไฟฟ้าอย่างฉับพลัน เรียกอุณหภูมิที่ตัวนำใดๆ หมดสภาพต้านทานไฟฟ้าว่า อุณหภูมิวิกฤติ ของตัวนำนั้นๆ และเรียกตัวนำที่ไร้ความต้านทานไฟฟ้าว่า ตัวนำยิ่งยวด (superconductor) ในเวลาต่อมา ก่อนปี คศ 1986 ได้มีการทดลองหา อุณหภูมิวิกฤติสูงสุด ของตัวนำยิ่งยวด ทั้งที่เป็นธาตุ และ สารประกอบ เช่น ไนโอเบียมเยอร์มาเนียม(Nb_3Ge) และ สังกะสี(Zn) เป็น 23.2 K และ 9.2 K ตามลำดับ ซึ่งถือว่าเป็นอุณหภูมิวิกฤติที่ต่ำมากเมื่อเปรียบเทียบกับสมัยปัจจุบัน

ตัวนำยิ่งยวดในสนามแม่เหล็ก

ในปีค.ศ. 1933 ไมสส์เนอร์และออกเซนเฟลด์ (Meissner and Ochsenfeld. 1958: 606) ได้พบสมบัติพื้นฐานที่สำคัญของตัวนำยิ่งยวด คือ สมบัติที่ว่าสนามแม่เหล็กไม่สามารถพุ่งผ่านเข้าไปในสารที่เป็นตัวนำยิ่งยวดได้ เมื่ออุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤติ ที่อุณหภูมิสูงกว่าอุณหภูมิวิกฤตสนามแม่เหล็กสามารถทะลุทะลวงเข้าไปในเนื้อสารได้

แต่เมื่ออุณหภูมิลดลงจนสารเปลี่ยนเป็นตัวนำยิ่งยวดสารจะขับสนามแม่เหล็กออกมาทำให้สนามแม่เหล็กภายในมีค่าเป็นศูนย์ ($B=0$)



ภาพประกอบ 2 ปรากฏการณ์ไมส์สเนอร์ (Meissner and Ochsenfeld. 1958: 606)

เมื่อไม่มีสนามแม่เหล็กจากภายนอกมารบกวน สนามแม่เหล็กอันเกิดจากการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนในโลหะมีทิศทางอลวนจนทำให้สนามลัพท์หักล้างกันหมด แต่ถ้ามีสนามแม่เหล็ก (H) ภายนอกมารบกวนจะเกิดสนามเหนี่ยวนำภายในโลหะเป็น $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ เรียก μ_0 ว่า ค่าซาบซึมแม่เหล็กสมบูรณ์ (absolute magnetic permeability) และเรียก μ_r ว่า ค่าซาบซึมแม่เหล็กสัมพัทธ์ (relative magnetic permeability)

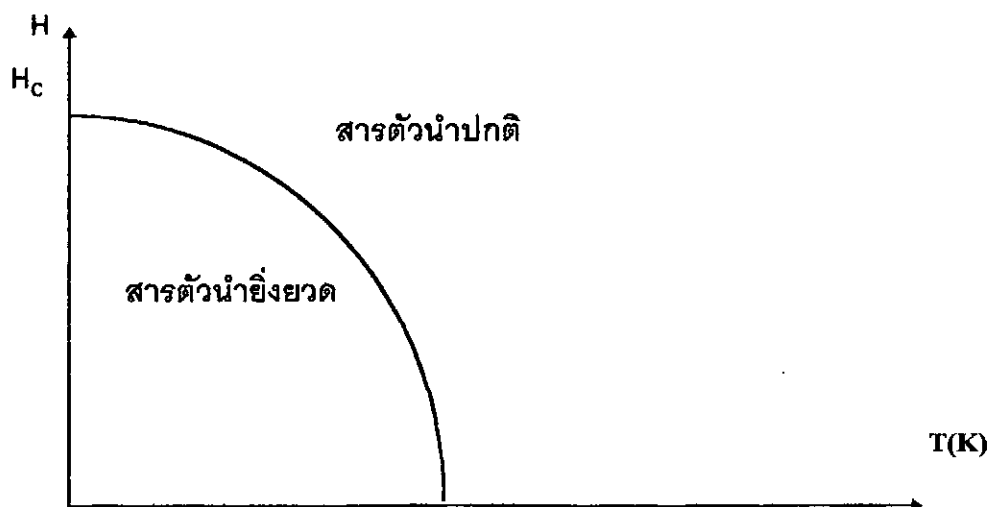
สำหรับกรณีสารพาราแมกเนติก (paramagnetic , $\mu_r > 1$) สนามเหนี่ยวนำที่เกิดขึ้นจะเสริมสนามแม่เหล็กภายนอก แต่ในสารไดอาแมกเนติก (diamagnetic $\mu_r < 0$) สนามเหนี่ยวนำจะต้านสนามแม่เหล็กภายนอก ในกรณีตัวนำยิ่งยวดมีค่า $\vec{B} = 0$ ดังนั้นค่า $\mu_r = 0$ ค่าอ่อนไหวทางแม่เหล็ก (magnetic susceptibility, χ) มีค่า $\chi = -1$ นี่เป็นสมบัติของสารไดอาแมกเนติกอุดมคติ (ideal diamagnetic) (โดยปกติสารไดอาแมกเนติกมีค่า $\chi < 0$) สภาพไดอาแมกเนติกอุดมคติ ในตัวนำยิ่งยวดเกิดขึ้นเมื่อเราเอาสารตัวนำยิ่งยวดวางในสนามแม่เหล็ก แล้วมีกระแสอิเล็กตรอนไหลที่ผิวชั้นนอกตัวนำในลักษณะที่ทำให้สนามแม่เหล็กอันเกิดจากกระแสอิเล็กตรอนต่อต้าน สนามภายนอกที่เข้าไปกระทำ ด้วยเหตุนี้สนามเหนี่ยวนำแม่เหล็กภายในจึงเป็นศูนย์

เป็นที่ทราบกันดีว่า สนามแม่เหล็กที่ทำให้เกิด กระแสไฟฟ้าที่ผิวชั้นนอกไม่มีอิทธิพลต่ออิเล็กตรอนภายในโลหะ ปกติสนามแม่เหล็กไฟฟ้าจะผลักดันอิเล็กตรอนทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าไหล แต่ในกรณีของตัวนำยิ่งยวดที่เป็นสารไดอาแมกเนติกจะมีกระแสไหลที่ผิวชั้นนอกเท่านั้น และในกรณีของตัวนำปกติการกระทบชนกันของอิเล็กตรอนทำให้เกิดการสูญเสียพลังงาน

ดังนั้น ปรากฏการณ์ไมส์สเนอร์ และสภาพนำยิ่งยวดจึงมีความสัมพันธ์กันโดย ปรากฏการณ์ทั้งสองมีกำเนิดมาจากสาเหตุเดียวกัน และได้กลายเป็นสมบัติพื้นฐานที่สำคัญยิ่งของสภาพนำยิ่งยวด

ดังที่กล่าวมาแล้วว่า สนามแม่เหล็กไม่สามารถเจาะผ่านเข้าไปในสารที่อยู่ในสภาพนำยิ่งยวดได้ แต่จะยังมีสนามแม่เหล็กบ้างที่ผิวนอกของตัวนำยิ่งยวดในบริเวณผิวนี้ กระแสที่ไหลจะส่งอิทธิพลต่อต้านสนามแม่เหล็กภายนอก ความหนาของชั้นกระแสนี้ เรียกว่า ความลึกในการเจาะทะลุทะลวงของสนาม (field penetration depth, λ) สมบัตินี้เป็นเอกลักษณ์ที่สำคัญของสภาพนำยิ่งยวดคือ สนามแม่เหล็กจะลดลงแบบเอกซ์โปเนนเชียลตามความลึก โดยปกติแล้วจะมีค่าอยู่ในช่วงหลายร้อยแองสตรอม (angstroms) นั้นหมายความว่า สนามแม่เหล็กจะเจาะผ่านเข้าไปในตัวนำยิ่งยวดได้เป็นระยะทางลึกหลายร้อยอะตอมจากผิว

ถ้าเราเพิ่มความเข้มสนามแม่เหล็กจนถึงค่าหนึ่ง คือ H_c ซึ่งเรียกว่า สนามวิกฤต (critical field) แล้วสภาพนำยิ่งยวดจะถูกทำลาย สารจะกลับสู่สภาพปกติ ค่าวิกฤตนี้ขึ้นกับอุณหภูมิ ซึ่งอุณหภูมิมีค่าเข้าใกล้อุณหภูมิวิกฤตเท่าใดความเข้มของสนามวิกฤต ก็จะมีค่าน้อยลงเท่านั้น ดัง ภาพประกอบ 3 แสดงสนามวิกฤตที่แปรตามอุณหภูมิ



ภาพประกอบ 3 กราฟระหว่างสนามวิกฤตกับอุณหภูมิ

ที่อุณหภูมิศูนย์องศาสัมบูรณ์ ค่าสนามวิกฤตมีค่ามากที่สุด ที่อุณหภูมิวิกฤต สนามแม่เหล็กวิกฤตมีค่าเป็นศูนย์ เขียนความสัมพันธ์ของสนามวิกฤตกับอุณหภูมิ (Kersin and Wolf, 1990:10) ได้ดังนี้

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.1)$$

เมื่อ $H_c(0)$ เป็นสนามวิกฤติที่อุณหภูมิศูนย์องศาสัมบูรณ์
 ดังนั้น ในการเปลี่ยนตัวนำยิ่งยวดเป็นตัวนำปกติเราอาจจะทำได้โดยเพิ่มความเข้มของสนามแม่เหล็ก โดยไม่จำเป็นต้องเพิ่มอุณหภูมิ

ความลึกกลับของปรากฏการณ์สภาพนำยิ่งยวด

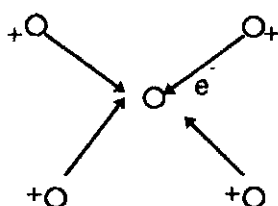
การค้นพบสภาพนำยิ่งยวดได้กระตุ้นความสนใจของนักฟิสิกส์ให้สร้างทฤษฎีที่สามารถอธิบายปรากฏการณ์ไร้ความต้านทานไฟฟ้า และสมบัติต่างๆ ของตัวนำยิ่งยวด กอร์เตอร์และคาสิมิเยร์ (Gorter and Casimir, 1934 : 306) ได้เสนอแบบจำลองของไหลสองชนิด (two-fluid model) โดยสมมติว่า ตัวนำยิ่งยวดประกอบด้วยของเหลวสองชนิด คือ ของเหลวปกติกับของเหลวยิ่งยวด สมบัติของไหลปกติเกิดจากอิเล็กตรอนปกติ ส่วนของไหลยิ่งยวดนั้นมีสมบัติที่แตกต่างไป การลดอุณหภูมิ ทำให้ของไหลยิ่งยวดมีปริมาณมากขึ้น และของไหลปกติ มีปริมาณลดลงจนหมดสิ้นไปที่อุณหภูมิศูนย์องศาสัมบูรณ์ ที่อุณหภูมิวิกฤติ $T = T_c$ ปริมาณของไหลยิ่งยวดจะหมดไป และสารจะเริ่มมีสมบัติของความต้านทานไฟฟ้า และสมบัติของความร้อน ตามลักษณะของไหลปกติ

แบบจำลองของไหลสองชนิดนี้ สามารถอธิบายสมบัติทางความร้อนของตัวนำยิ่งยวดได้ ความหมายของแบบจำลองนี้ กระจ่างขึ้นหลังจากที่มีการพบทฤษฎีเชิงควอนตัมของสภาพนำยิ่งยวด (microscopic theory of superconductivity)(J.S. Blackmore, 1974:565-679) เพราะโดยแท้จริงแล้ว เราไม่อาจจะกล่าวว่า มีของไหลอยู่สองชนิดในสาร เพราะเนื่องจากเราไม่สามารถแบ่งอิเล็กตรอนออกเป็นสองชนิดได้ สภาพนำยิ่งยวดจึงเป็นปรากฏการณ์รวมของระบบที่ไม่สามารถแยกจากกันเป็นแต่ละส่วนได้ สมการลอนดอน (London equation) ได้เข้ามามีบทบาทสำคัญในการอธิบายปรากฏการณ์อำนาจแม่เหล็กไดอาที่ผิดปกติ (anomalous diamagnetism) ของตัวนำยิ่งยวดได้ ตามธรรมชาติเวลาเราเพิ่มกระแสไฟฟ้าในตัวนำปกติ สนามแม่เหล็กที่เกิดจะมีความเข้มสูงขึ้นแต่ในขณะเดียวกันตัวนำจะมีการสูญเสียพลังงานในรูปความร้อนมากขึ้นด้วย จนมีผลทำให้ตัวนำหลอมละลายในที่สุด แต่เหตุการณ์เช่นนี้ไม่เกิดในตัวนำยิ่งยวด เพราะในตัวนำยิ่งยวดจะไม่มีการสูญเสียพลังงานในรูปความร้อน อย่างไรก็ตามเมื่อสนามแม่เหล็กที่เกิดขึ้นมีค่ามากถึงค่าสนามวิกฤติแล้วสภาพนำยิ่งยวดจะถูกทำลาย แต่ถึงกระนั้นก็ยังมีการหลายชนิดที่มีค่าสนามวิกฤตสูงและสามารถนำกระแสได้สูงอีกด้วย

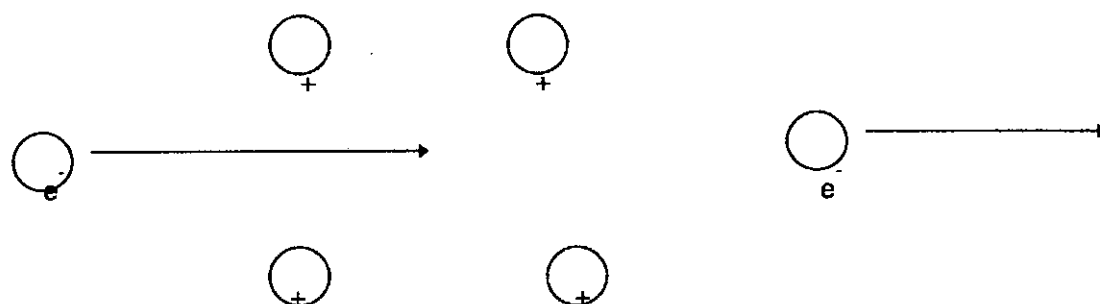
ปัญหาเกี่ยวกับสาเหตุการเกิดสภาพนำยิ่งยวดนี้ ได้ท้าทายนักวิทยาศาสตร์ชั้นนำของโลกเช่น ไอน์สไตน์ (Einstein) ไฮเซนเบิร์ก (Heisenberg) แลนเดา (Landau) บล็อก (Bloch) เฟรงเกิล (Frenkel) เป็นต้น แต่ก็ไม่มีนักวิทยาศาสตร์ท่านใดประสบความสำเร็จ

ในการอธิบายสมบัติต่างๆ ของสภาพนำยิ่งยวดได้หมดซึ่งนับเป็นการแสดงให้เห็นถึงความยากของปัญหานี้ใน ค.ศ. 1957 ทฤษฎีของสภาพนำยิ่งยวดเชิงจุลภาคได้กำเนิดขึ้น ซึ่งนับเป็นเวลาเกือบครึ่งศตวรรษ ตั้งแต่ได้มีการค้นพบปรากฏการณ์นี้ จึงเป็นการยากที่จะสรุปเป็นอย่างอื่นนอกจากว่าปรีศนาสภาพนำไฟฟ้ายิ่งยวดเป็นเรื่องลึกลับที่สุดปัญหาหนึ่งในประวัติศาสตร์ของฟิสิกส์ยุคใหม่

ทฤษฎีที่อธิบายคุณสมบัติของตัวนำยิ่งยวด คือ บีซีเอส (BCS Theory) ซึ่งได้กล่าวถึงสาเหตุสำคัญที่ทำให้สารตัวนำปกติกลายเป็นสารตัวนำยิ่งยวดว่ามีอันตรกิริยาแบบดึงดูด (attractive interaction) เกิดขึ้นระหว่างอิเล็กตรอนสองตัวภายในสารตัวนำยิ่งยวด อันตรกิริยานี้เกิดขึ้นเมื่ออิเล็กตรอนตัวหนึ่งเคลื่อนที่ผ่านเข้าไประหว่างกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีประจุบวก และอิเล็กตรอนตัวนี้จะดึงดูดอิเล็กตรอนตัวอื่นในบริเวณรอบๆ ให้เคลื่อนที่เข้ามาใกล้ ดังภาพประกอบ 4 ทำให้บริเวณรอบๆ อิเล็กตรอนตัวนั้นมีความหนาแน่นของประจุบวกสูง เมื่ออิเล็กตรอนตัวนั้นเคลื่อนที่ผ่านไปแล้ว อิเล็กตรอนอีกตัวหนึ่งที่อยู่ใกล้บริเวณนั้นจะถูกกลุ่มอิเล็กตรอนดึงดูดเข้าไปยังกลุ่มบวกนั้นจึงทำให้ดูเหมือนว่าอิเล็กตรอนตัวแรกดึงดูดอิเล็กตรอนตัวหลังดังภาพประกอบ 5 อิเล็กตรอนคู่นี้เรียกว่า “คู่อุปเปอร์” (Cooper pair) อันตรกิริยาการดึงดูดจึงเกิดขึ้นโดยอาศัยการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน

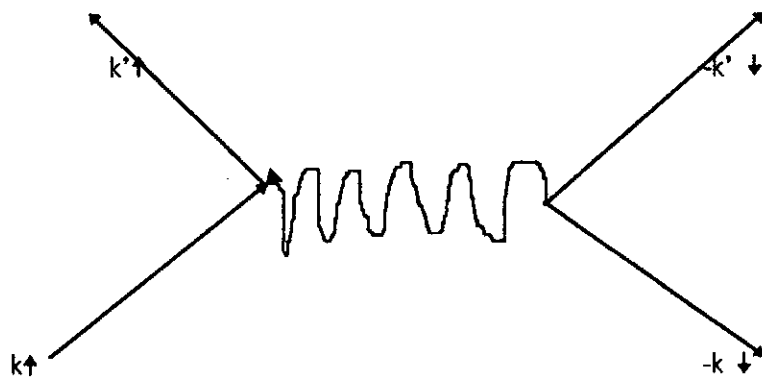


ภาพประกอบ 4 แสดงอิเล็กตรอนในสารตัวนำยิ่งยวดเมื่อเคลื่อนที่ผ่านกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีประจุบวก



ภาพประกอบ 5 แสดงการดึงดูดอิเล็กตรอนระหว่างกลุ่มไอออนที่มีประจุบวกเป็นสื่อ

ตามปกติเมื่ออิเล็กตรอนบวกสั่นจะเกิดคลื่นแลตทิซ (lattice wave) ดังนั้นคลื่นนี้ก็มีกำเนิดจากอิทธิพลของอิเล็กตรอนตัวหนึ่ง และเมื่ออนุภาคของคลื่นเกิดขึ้นแล้วจะถูกอิเล็กตรอนอีกตัวหนึ่งรับไป เราเรียกอนุภาคควอนตัมของคลื่นแลตทิซว่าโฟนอน (phonon) การคายและการรับโฟนอนทำให้เกิดแรงดึงดูด และแรงดึงดูดจะมีค่าสูงสุดเมื่ออิเล็กตรอนทั้งสองมีโมเมนตัมขนาดเท่ากัน และสปิน (spin) ตรงกันข้าม หากเราแทนอันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนกับโฟนอนโดยใช้เส้นหยักเราจะแสดงอันตรกิริยาแรงดึงดูดระหว่างคู่อิเล็กตรอนเป็นดังภาพประกอบ 6



ภาพประกอบ 6 แสดงอันตรกิริยาดึงดูดระหว่างอิเล็กตรอนโดยอาศัยคลื่นแลตทิซที่เรียกว่าโฟนอน

เราแทนอันตรกิริยาแบบนี้ว่า $V C_{k\uparrow}^{\dagger} C_{-k\downarrow}^{\dagger} C_{-k\downarrow} C_{k\uparrow}$ เมื่อ V เป็นค่าคงที่ ของอันตรกิริยา $C_{k\uparrow}^{\dagger}$ คือตัวปฏิบัติการที่สร้างอิเล็กตรอน (creation operator) โมเมนตัม k และสปินขึ้น $C_{-k\downarrow}$ คือตัวปฏิบัติการที่ทำลายอิเล็กตรอน (destruction operator) โมเมนตัม $-k$ และสปินลง ตามทฤษฎีของบีซีเอส (BCS Theory) เมื่อเกิดสภาพตัวนำยิ่งยวดจะมีช่องว่างพลังงาน (energy gap) Δ เกิดขึ้นที่ผิวเฟอร์มี (Fermi surface) และจะไม่มีอิเล็กตรอนตัวใดที่มีพลังงานในระหว่างช่องว่างพลังงานนั้น พลังงานภายนอกที่จะเข้าไปกระตุ้นอิเล็กตรอนได้จะต้องมีค่ามากกว่า Δ

ในทฤษฎี บีซีเอส (BCS Theory) พบว่าพลังงานกระตุ้นของอิเล็กตรอน (excitation energy of electron) ในตัวนำยิ่งยวดบริสุทธิ์มีค่า

$$E_k = (\Delta^2 + \varepsilon_k^2)^{1/2} \quad (1.2)$$

โดยที่ E_k เป็นพลังงานกระตุ้นของอิเล็กตรอนที่มีโมเมนตัม $\vec{k}$
 ε_k เป็นพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่มีโมเมนตัม $\vec{k}$
 Δ เป็นช่องว่างพลังงาน ซึ่งพลังงานมีค่า

$$\Delta \cong 2\hbar\omega_D e^{\frac{-1}{N(0)V}} \quad (1.3)$$

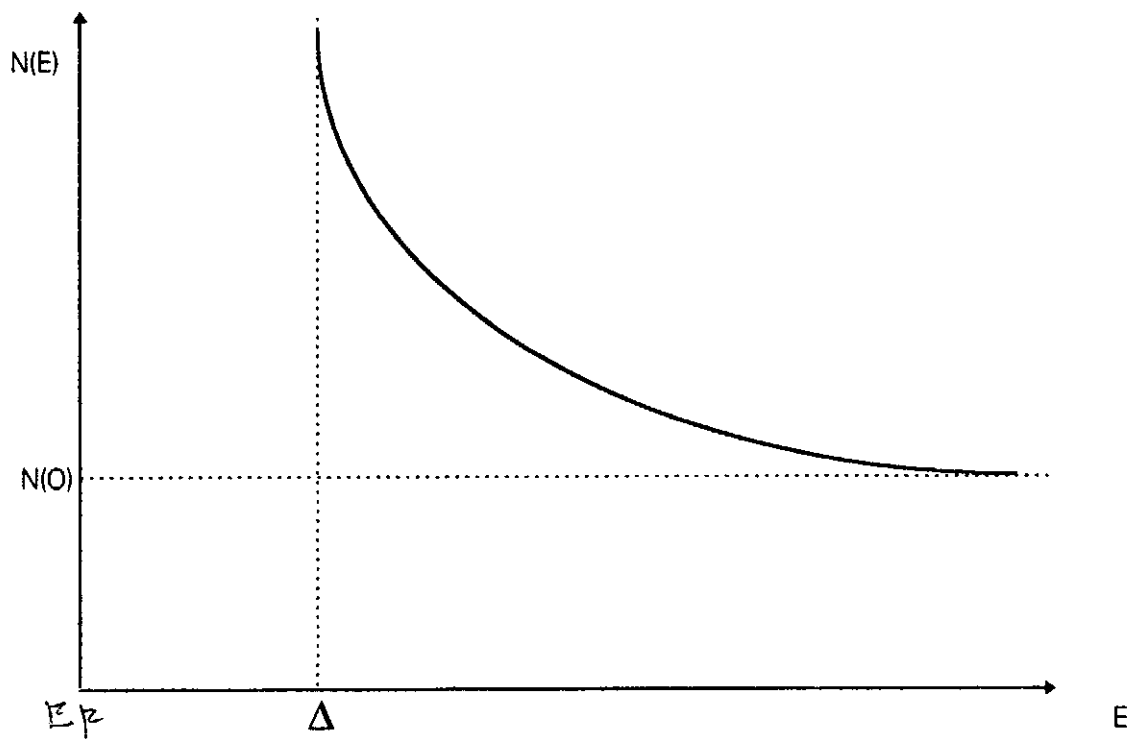
โดยที่ $\hbar\omega_D$ เป็น พลังงานเดอบาย (Debye energy) $N(0)$ เป็นความหนาแน่นสถานะ (density of states) ที่ระดับพลังงานเฟอร์มี และตามทฤษฎี บีซีเอส (BCS Theory) นั้นความหนาแน่นสถานะของพลังงานคือ

$$N(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{dN}{d\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dE} = N(0) \frac{d\varepsilon}{dE} = \frac{N(0)}{dE/d\varepsilon} \quad (1.4)$$

เมื่อ $N(E)$ เป็นความหนาแน่นของสถานะ

$$N(E) = N(0) \frac{|E|}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} \quad \text{เมื่อ } E > \Delta \quad (1.5)$$

$$\text{และ } N(E) = 0 \quad \text{เมื่อ } E < \Delta$$



ภาพประกอบ 7 แสดงความหนาแน่นสถานะและพลังงานของสถานะที่วัดจากพลังงานเฟอร์มี

การหาอุณหภูมิวิกฤติตามทฤษฎีของบีซีเอส ในกรณีที่อุณหภูมิวิกฤติต่ำนั้นเรา จะเริ่มจากสมการมาตรฐานของบีซีเอส (BCS Theory)(Getino et al 1993:597) คือ

$$\frac{2}{V} = \int_{E_F - \omega_D}^{E_F + \omega_D} \frac{N(E)}{E - E_F} \tanh \left[\frac{E - E_F}{2T_C} \right] dE \quad (1.6)$$

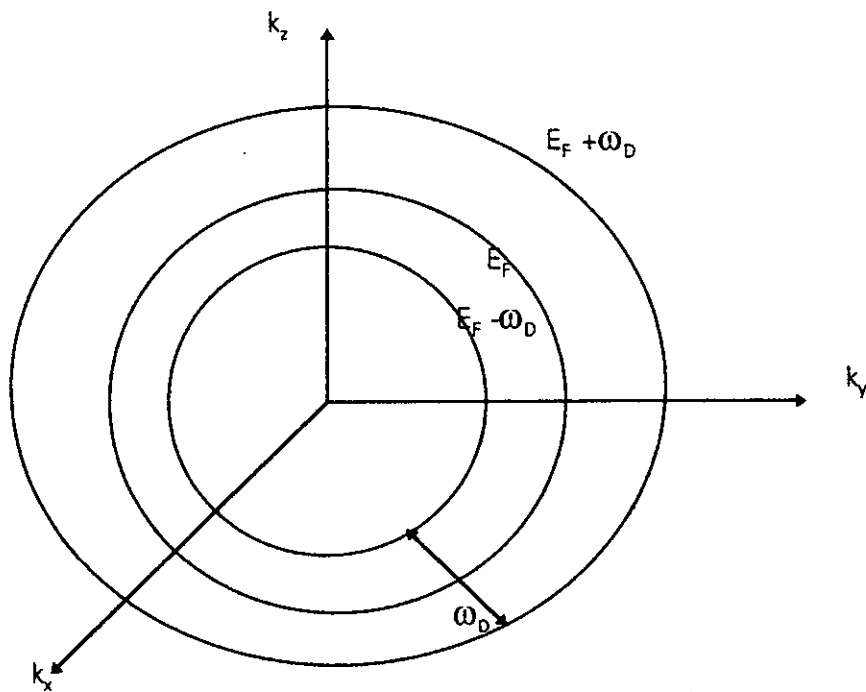
เมื่อ V เป็นค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูดระหว่างอิเล็กตรอนทั้งสอง

$N(E)$ เป็นความหนาแน่นของสถานะ

E_F เป็นพลังงานระดับเฟอร์มี

T_c เป็นอุณหภูมิวิกฤติ

ω_D เป็นความถี่เดอบาย



ภาพประกอบ 8 ทรงกลมเฟอร์มี

ในตัวนำปกติมีอิเล็กตรอนอิสระ พื้นผิวเฟอร์มีเป็นทรงกลม กราฟของพลังงานของอิเล็กตรอนกับเวกเตอร์คลื่น $\mathbf{k}$ จะได้พลังงานสูงสุดของอิเล็กตรอน เรียกว่า พลังงานเฟอร์มี แต่ในกรณีที่อิเล็กตรอนจับคู่กัน พลังงานจะลดลง Δ ทำให้เกิดช่องว่างพลังงาน 2Δ ซึ่งในช่องว่างพลังงานนี้จะไม่มียอิเล็กตรอนที่มีพลังงานระหว่าง $E_F \pm \hbar\omega_D$

เมื่อมีการจับคู่ของอิเล็กตรอนในตัวนำยิ่งยวดอุณหภูมิสูง ช่องว่างพลังงานจะมีค่าสูงมาก ซึ่งในการหาอุณหภูมิวิกฤติในทฤษฎีบีซีเอส (BCS Theory) นั้นความหนาแน่นของสถานะในบริเวณผิวของเฟอร์มีจะคงที่ พิจารณาสมการมาตรฐานของ บีซีเอส จากสมการ (1.6)

ถ้า $N(E)$ เป็นค่าคงที่จะเป็นความหนาแน่นที่ระดับเฟอร์มีซึ่งมีค่าเป็น $N(0)$ ดังภาพประกอบ 4 สามารถนำออกมานอกเครื่องหมายอินทิเกรตได้

$$\frac{2}{N(0)V} = \int_{E_F - \omega_D}^{E_F + \omega_D} \frac{1}{E - E_F} \tanh\left[\frac{E - E_F}{2T_C}\right] dE \quad (1.7)$$

โดยวิธีการเปลี่ยนตัวแปรจะสามารถหาอุณหภูมิวิกฤติได้

$$T_c = 1.13\omega_D e^{\frac{-1}{N(0)V}} \quad (1.8)$$

ในกรณี T_c มีค่าในระดับที่น้อยกว่า 23 K และ ω_D ประมาณ 500 K จะได้ค่า $N(0)V$ (น้อยกว่า 1 มากๆ) ซึ่งเรียกว่า การจับคู่แบบอ่อนของ บีซีเอส (Weak BCS Coupling) แต่ในกรณีของ อุณหภูมิวิกฤติของสารตัวนำยิ่งยวด อุณหภูมิสูง คือ มากกว่า 30 K จะได้ค่าของ $N(0)V$ มีค่า ประมาณ 1 ซึ่งทฤษฎี บีซีเอส ไม่สามารถอธิบายได้

ฮาร์ลิ่งเจน (Harlingen 1995 : 515) ได้พบว่าสารประกอบของทองแดงที่เป็นตัวนำยิ่งยวด อุณหภูมิสูงมีคุณสมบัติที่ขึ้นกับทิศทาง (Anisotropic) มาก คือ สภาพนำยิ่งยวดเกิดได้ดีในระนาบ CuO ที่มีอะตอมของทองแดงและออกซิเจน อิเล็กตรอนในระนาบมีการจับคู่กันอย่างรุนแรงและอาจมีการทะลุทะลวงของคู่อิเล็กตรอนแบบโจเซฟสัน (Josephson Tunneling) ระหว่างระนาบ CuO เมื่อฮาร์ลิ่งเจนพิจารณางานวิจัยของ เบ็ดนอร์ชและมุลเลอร์ก็สรุปได้ว่า วัสดุเหล่านี้มิได้ประพฤติตัวดังเช่นตัวนำยิ่งยวดอุณหภูมิต่ำ และพบว่า อุณหภูมิของตัวนำยิ่งยวดที่มี Cu เป็นองค์ประกอบนี้สูงกว่า 40 K ซึ่งสูงเกินกว่าที่กลไกการจับคู่ระหว่างอิเล็กตรอนโดยอาศัยโฟนอนจะอธิบายได้ และข้อมูลต่าง ๆ ที่ได้จากการทดลองก็ได้แสดงให้เห็นว่า ช่องว่างพลังงานของตัวนำยิ่งยวดชนิดใหม่นี้มิได้อยู่ในรูปแบบของช่องว่างพลังงานแบบบีซีเอส ทั้งจากการวัดการทะลุทะลวงพบว่ามันมีความหนาแน่นสถานะย่อย ทั้งจากการวัดการทะลุทะลวงพบว่ามันมีความหนาแน่นสถานะย่อยในช่องว่างพลังงาน (sub-gap density of states) นอกจากนี้คุณสมบัติทางเทอร์โมไดนามิกส์ เช่น การส่งผ่านความร้อนและคุณสมบัติทางทัศนศาสตร์ของตัวนำยิ่งยวดชนิดนี้ก็แสดงให้เห็นโดยทางอ้อมว่าขึ้นกับอุณหภูมิแบบ T^n แทนที่จะขึ้นกับอุณหภูมิแบบ $e^{-\omega_D}$ ดังตัวนำยิ่งยวดที่อุณหภูมิต่ำ ทฤษฎีหลายทฤษฎีสรุปว่าคูเปอร์ของตัวนำยิ่งยวดอุณหภูมิสูงมีอันตรกิริยาแม่เหล็กอย่างรุนแรงแบบแอนติเฟอร์โรแมกเนติก ซึ่งตามธรรมชาติแล้วปรากฏการณ์นี้จะไม่เกิดขึ้นพร้อมกับปรากฏการณ์สภาพนำยิ่งยวด สาเหตุที่ทำให้ อุณหภูมิสูงขึ้น จะพิจารณาจากตัวแปรได้ดังนี้

1. ถ้าอันตรกิริยาระหว่างคู่อิเล็กตรอน (V) สูงขึ้น

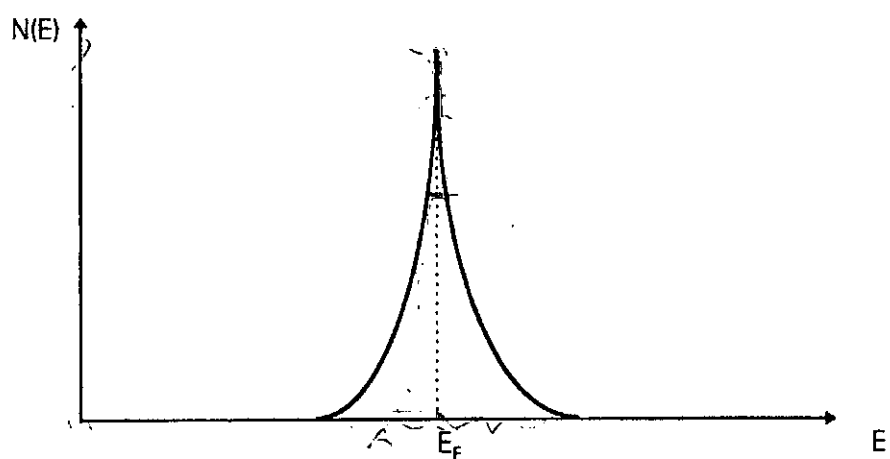
2. ความหนาแน่นสถานะ $N(E)$ สูง

ซึ่งเหตุผลทั้งสองข้อสามารถทำให้อุณหภูมิวิกฤติสูงขึ้น จากการที่ค่า $N(E)$ มีค่าสูงขึ้น Van Hove ได้เคยคำนวณความหนาแน่นสถานะเมื่อตัวนำเป็น 2 มิติได้เป็นรูปแบบ Logarithmic คือ

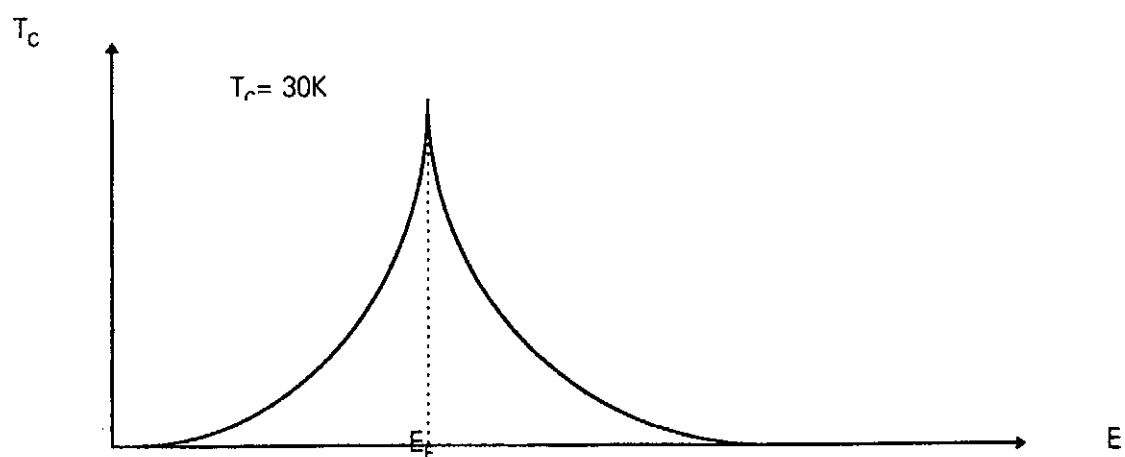
$$N(E) = N(O) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \quad (1.9)$$

โดย $N(O)$ เป็นค่าคงที่

$N(E)$ เป็นความหนาแน่นสถานะปกติซึ่งสามารถเขียนกราฟได้ดังนี้



ภาพประกอบ 9 กราฟความหนาแน่นสถานะจะมีค่าสูงสุดที่จุด Singularity (E_F)



ภาพประกอบ 10 กราฟแสดงอุณหภูมิวิกฤตกับพลังงาน

บทที่ 2

งานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

นักวิทยาศาสตร์หลายท่านได้ศึกษาสารตัวนำยิ่งยวดอุณหภูมิสูง โดยใช้แบบจำลองความหนาแน่นของสถานะต่างๆกันไป การตั้งแบบจำลองความหนาแน่นของสถานะของสารตัวนำยิ่งยวดขึ้นอยู่กับตัวแปรหลายๆอย่าง เช่น พลังงาน (E) ตัวปรับตำแหน่ง singularity ซึ่งเป็นไปตามพลังงานเฟอร์มี(δ) ค่าคงที่พื้นฐานของความหนาแน่นของสถานะ และพลังงานเฟอร์มี(E_F)

กอยโคเชีย (Goicochea 1994:6864) ใช้แบบจำลองความหนาแน่นของสถานะในรูปแบบ

$$N(E) = N(0) \left[\ln \left| \frac{E_F}{E + \delta} \right| + C \right] \quad (2.1)$$

เมื่อ E เป็นพลังงาน

δ เป็นตัวปรับตำแหน่ง singularity ซึ่งเป็นไปตามพลังงานเฟอร์มี

$N(0)C$ เป็นค่าคงที่พื้นฐานของความหนาแน่นของสถานะ และ

E_F เป็นพลังงานเฟอร์มี

จากสมการมาตรฐานของ บีซีเอส

$$\frac{2}{V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} N(E) \tanh \left[\frac{E}{2k_B T_C} \right] \frac{dE}{E} \quad (2.2)$$

แทนค่าความหนาแน่นของสถานะ (2.1) นี้ในสมการมาตรฐานของ บีซีเอส (1.6) บทที่ 1 จะได้

$$\frac{2}{V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} N(0) \left[\ln \left| \frac{E_F}{E + \delta} \right| + C \right] \tanh \left[\frac{E}{2k_B T_C} \right] \frac{dE}{E} \quad (2.3)$$

$$\frac{2}{N(0)V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \left[\ln \left| \frac{E_F}{E + \delta} \right| + C \right] \tanh \left[\frac{E}{2k_B T_C} \right] \frac{dE}{E}$$

แบ่งการอินทิเกรตได้ 3 ช่วงคือ

$$\int_{-\omega_D}^{\omega_D} [LnE_F] \tanh\left[\frac{E}{2k_B T_C}\right] \frac{dE}{E} \quad (2.4)$$

$$\int_{-\omega_D}^{\omega_D} [Ln|E + \delta|] \tanh\left[\frac{E}{2k_B T_C}\right] \frac{dE}{E} \quad (2.5)$$

$$\int_{-\omega_D}^{\omega_D} [C] \tanh\left[\frac{E}{2k_B T_C}\right] \frac{dE}{E} \quad (2.6)$$

พิจารณาส่วนที่ (2.4) ให้ $Z = E/2k_B T_C = E/b$ (2.7)

จะได้ $dZ = dE/b$

จะได้ ขอบเขตบนเป็น ω_D และขอบเขตล่าง เป็น $-\omega_D$

พิจารณาค่า $\tanh$ แล้วแบ่งเป็น 2 ช่วง จะได้

$$\tanh\left[\frac{E - E_F}{2k_B T_C}\right] = \frac{E - E_F}{2k_B T_C} \quad \text{เมื่อ} \quad |E - E_F| \leq 2k_B T_C \quad (2.8)$$

$$\tanh\left[\frac{E - E_F}{2k_B T_C}\right] = 1 \quad \text{เมื่อ} \quad |E - E_F| > 2k_B T_C$$

นำสมการ (2.7) แทนใน สมการ (2.4) จะได้

$$2 \int_0^{\omega_D} [LnE_F] \tanh\left[\frac{z}{b}\right] \frac{dz}{z} = 2C \left[Ln\frac{\omega_D}{2k_B T_C} + 1 \right] \quad (2.9)$$

พิจารณาสมการ (2.5)

$$\int_{-\omega_D}^{\omega_D} [Ln|E + \delta|] \tanh\left[\frac{E}{2k_B T_C}\right] \frac{dE}{E}$$

พิจารณา (2.5) แบ่งค่าเป็น 2 ช่วงดังนี้

$$\tanh\left|\frac{E}{2k_B T_C}\right| = \frac{E}{2k_B T_C} \quad \text{เมื่อ} \quad E \leq 2k_B T_C \quad (2.10)$$

$$\tanh\left|\frac{E}{2k_B T_C}\right| = 1 \quad \text{เมื่อ} \quad E > 2k_B T_C$$

จาก (2.10) เขียนใหม่เป็น

$$2 \int_0^1 [Ln|E + \delta|] \left[\frac{E}{2k_B T_C}\right] \frac{dE}{E} + 2 \int_1^{\omega_D} [Ln|E + \delta|] \frac{dE}{E} \quad (2.11)$$

$$\left[\frac{-E + (2 + E) Ln|2 + E|}{2K_B T_C} \right]_0^1 + \left[Ln\left|\frac{-E}{2}\right| Ln|2 + E| + PolyLn\left[2, \frac{2 + E}{2}\right] \right]_1^{\omega_D} \quad (2.12)$$

พิจารณา (2.6)

$$\int_{-\omega_D}^{\omega_D} C \tanh\left[\frac{E}{2k_B T_C}\right] \frac{dE}{E} = 2 \int_0^{\omega_D} C \tanh\left[\frac{E}{2k_B T_C}\right] \frac{dE}{E} \quad (2.13)$$

พิจารณาค่า $\tanh$ เป็น 2 ช่วงดังนี้

$$\tanh\left|\frac{E}{2k_B T_C}\right| = \frac{E}{2k_B T_C} \quad \text{เมื่อ} \quad E \leq 2k_B T_C \quad (2.14)$$

$$\tanh\left|\frac{E}{2k_B T_C}\right| = 1 \quad \text{เมื่อ} \quad E > 2k_B T_C$$

แทน (2.14) ใน (2.13) พิจารณาค่า $\tanh$ เป็น 2 ช่วง จะได้

$$\begin{aligned} & 2 \int_0^1 C \frac{dE}{E} + 2 \int_1^{\omega_D} C \frac{dE}{E} \\ &= 2CE \Big|_0^1 + 2C \log E \Big|_1^{\omega_D} = 2C + 2C \log \omega_D \end{aligned} \quad (2.15)$$

นำ (2.9) + (2.12) + (2.15) จะได้ อุณหภูมิจุดวิกฤตสูงเป็น

$$T_c = \frac{1.36}{k_B} E_F \exp \left\{ c - \sqrt{\frac{2}{N(0)V} + \left[\ln \left| \frac{E_F}{\omega_D} \right| + c \right]^2} + \frac{\delta^2}{2} \left[\frac{1}{(2k_B T_c)^2} + \frac{1}{\omega_D^2} \right] - 1 \right\} \quad (2.16)$$

k_B คือค่าคงที่ของโบลซ์มานน์ Goicochea ใช้แบบจำลองง่ายซึ่งไม่พิจารณาผลกระทบจากแต่ละชั้นในการจับคู่และการทำลายคู่อิเล็กตรอน ความหนาแน่นสถานะเช่นนี้ไม่สามารถอธิบายคุณสมบัติหลายประการ เช่น ปรากฏการณ์ Isotope และ การกระโดดของค่าความจุความร้อนจำเพาะ (Specific-heat Jump)

เพนนี และ โคเฮน (Penn and Cohen (1992:5446) ได้ใช้แบบจำลองความหนาแน่นของสถานะในรูปแบบ

$$N(E) = N(0) \text{Ln} \left| \frac{E_F}{\sqrt{(E - E_F - \delta)^2 + \tau^2}} \right| \quad (2.17)$$

เมื่อ $N(0)$ ไม่ขึ้นกับพลังงาน
 δ เป็นตัวปรับตำแหน่ง singularity ซึ่งเป็นไปตามพลังงานเฟอร์มี
 τ คือ broadening parameter

ได้อุณหภูมิวิกฤติเป็น

$$T_c = 1.36 T_F \text{Exp} \left\{ \frac{-2}{N(0)V} - 1 + \left[\text{Ln} \frac{E_F}{\hbar \omega_D} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.18)$$

ค่า T_c ที่ได้เป็นกรณีที่ δ และ τ เป็น 0 ในกรณีทั่วไปค่า τ จะขึ้นกับ

1. อันตรกิริยาระหว่างคู่อิเล็กตรอน
2. เป็นปฏิภาคโดยตรงกับอุณหภูมิ

ในกรณีแรกค่า τ ขึ้นกับ

1. ความไม่เป็นเนื้อเดียวกันของสารตัวนำยิ่งยวด
2. การกระเจิงของอิเล็กตรอนใน สามมิติ
3. การกระเจิงของอิเล็กตรอน แบบไม่ยืดหยุ่น

ซาคาร์ และ แดส (Sarkar and Das 1994:13070) ได้ใช้แบบจำลองความหนาแน่นของสถานะ
ในรูปแบบ

$$N(E) = N(0) \ln \left| \frac{E_F - \delta}{E - (E_F - \delta)} \right| \quad (2.19)$$

ค่าได้ที่เหมาะสม จะสูงสุดเมื่อ $\delta = 0$ เขียนสมการ(2.19) เป็น

$$N(E) = N(0) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right|$$

แทนค่า สมการ(13) ในสมการมาตรฐาน BCS เป็น

$$\frac{2}{V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} N(0) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \tanh \left[\frac{E - E_F}{2T_C} \right] \frac{dE}{E - E_F} \quad (2.20)$$

$$\frac{2}{N(0)V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \tanh \left[\frac{E - E_F}{2T_C} \right] \frac{dE}{E - E_F}$$

$$\text{ให้ } \begin{aligned} X &= E - E_F \\ dX &= dE \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} \tanh \frac{X}{2T_C} &= \frac{X}{2T_C} & \frac{X}{2T_C} &\leq 1 \\ \text{พิจารณา} & & \text{เมื่อ} & \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\tanh \frac{X}{2T_C} = 1 \quad \frac{X}{2T_C} \geq 1$$

แทนค่าสมการ(2.20),(2.21) ในสมการ (2.19) จะได้

$$\frac{2}{V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} N(O) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \tanh \left[\frac{E - E_F}{2T_C} \right] \frac{dE}{E - E_F}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \tanh \left[\frac{X}{2T_C} \right] \frac{dX}{X}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \int_0^{2T_C} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \tanh \left[\frac{X}{2T_C} \right] \frac{dX}{X} + 2 \int_{2T_C}^{\omega_D} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \tanh \left[\frac{X}{2T_C} \right] \frac{dX}{X}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \int_0^{2T_C} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \left[\frac{X}{2T_C} \right] \frac{dX}{X} + 2 \int_{2T_C}^{\omega_D} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \frac{dX}{X}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \int_0^{2T_C} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \left[\frac{X}{2T_C} \right] \frac{dX}{X} - 2 \int_{2T_C}^{\omega_D} \frac{1}{X} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| d \left[\ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \right]$$

$$\frac{2}{N(O)V} = \left[\frac{2}{2T_C} \right] \left[X \ln \frac{E_F}{X} + X \right]_0^{2T_C} - 2 \int_{2T_C}^{\omega_D} \frac{1}{X} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| d \left[\ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \right] ,$$

$$\frac{2}{N(O)V} = \left[\frac{2}{2T_C} \right] \left[X \ln \frac{E_F}{X} + X \right]_0^{2T_C} - \ln^2 \frac{E_F}{X} \frac{\omega_D}{2T_C}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \left[\ln \frac{E_F}{2T_C} + \right]^2 + \ln^2 \frac{E_F}{2T_C} - \ln^2 \frac{E_F}{\omega_D}$$

ได้อุณหภูมิจากได้เป็น

$$T_C = 1.36 E_F \text{Exp} \left\{ - \left[\frac{2}{N(0)V} + \left[\ln \frac{E_F}{\omega_D} \right]^2 - 1 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.23)$$

ซุ่ย และคณะ (Tsuei , C.C. et al 1990:2724)

ได้ใช้แบบจำลองความหนาแน่นเป็น

$$N(E) = N(0) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right|$$

แทนค่า สมการ(13) ในสมการมาตรฐาน BCS เป็น

$$\frac{2}{V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} N(0) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \tanh \left[\frac{E - E_F}{2T_C} \right] \frac{dE}{E - E_F} \quad (2.24)$$

$$\frac{2}{N(0)V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \tanh \left[\frac{E - E_F}{2T_C} \right] \frac{dE}{E - E_F}$$

ให้ $X = E - E_F$ (2.25)
 $dX = dE$
 $\tanh \frac{X}{2T_C} = \frac{X}{2T_C} \quad \text{เมื่อ } \frac{X}{2T_C} \leq 1$

พิจารณา เมื่อ (2.26)
 $\tanh \frac{X}{2T_C} = 1 \quad \frac{X}{2T_C} > 1$

แทนค่าสมการ(2.15),(2.16) ในสมการ(14) จะได้

$$\frac{2}{V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} N(0) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \tanh \left[\frac{E - E_F}{2T_C} \right] \frac{dE}{E - E_F}$$

$$\frac{2}{N(0)V} = \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \ln \left| \frac{E_F}{X} \right| \tanh \left[\frac{X}{2T_C} \right] \frac{dX}{X}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \int_0^{2T_c} \text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| \tanh \left[\frac{X}{2T_c} \right] \frac{dX}{X} + 2 \int_{2T_c}^{\omega_p} \text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| \tanh \left[\frac{X}{2T_c} \right] \frac{dX}{X}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \int_0^{2T_c} \text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| \left[\frac{X}{2T_c} \right] \frac{dX}{X} + 2 \int_{2T_c}^{\omega_p} \text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| \frac{dX}{X}$$

$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \int_0^{2T_c} \text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| \left[\frac{X}{2T_c} \right] \frac{dX}{X} - 2 \int_{2T_c}^{\omega_p} \frac{1}{X} \text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| d \left[\text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| \right]$$

$$\frac{2}{N(O)V} = \left[\frac{2}{2T_c} \right] \left[X \text{Ln} \frac{E_F}{X} + X \right]_0^{2T_c} - 2 \int_{2T_c}^{\omega_p} \frac{1}{X} \text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| d \left[\text{Ln} \left| \frac{E_F}{X} \right| \right]$$

$$\frac{2}{N(O)V} = \left[\frac{2}{2T_c} \right] \left[X \text{Ln} \frac{E_F}{X} + X \right]_0^{2T_c} - \text{Ln}^2 \frac{E_F}{X} \frac{\omega_p}{2T_c}$$

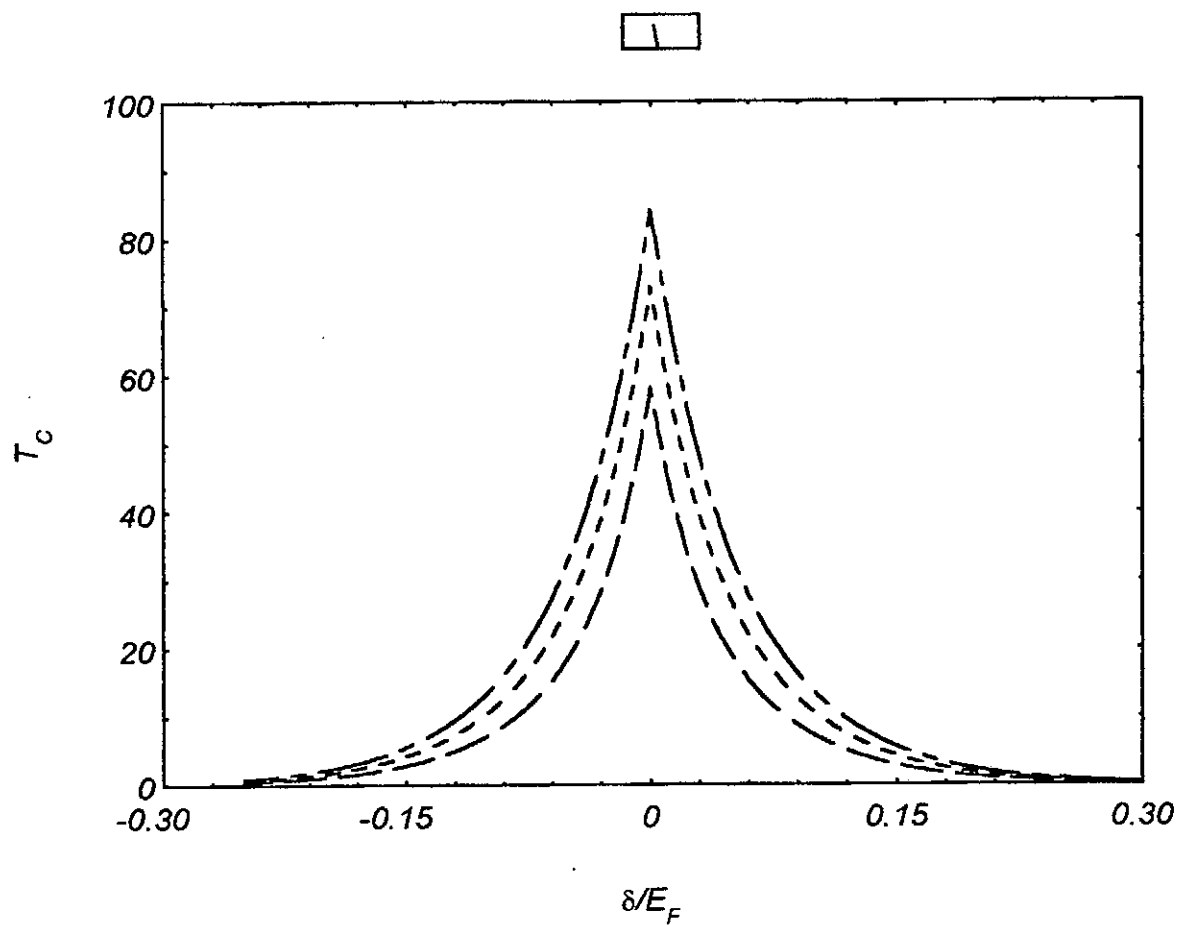
$$\frac{2}{N(O)V} = 2 \left[\text{Ln} \frac{E_F}{2T_c} + \right]^2 + \text{Ln}^2 \frac{E_F}{2T_c} - \text{Ln}^2 \frac{E_F}{\omega_D}$$

ได้อุณหภูมิวิกฤตเป็น

$$T_c = 1.36 E_F \text{Exp} \left\{ - \left[\frac{2}{N(O)V} + \left[\text{Ln} \frac{E_F}{\omega_D} \right]^2 - 1 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.27)$$

ค่า T_c ที่ได้พบว่า ค่าได้บที่เหมาะสม จะสูงที่สุดเมื่อ $\delta = 0$ เขียนกราฟได้ดังนี้ภาพประกอบ

11 กราฟระหว่าง อุณหภูมิวิกฤต กับ (δ/ω_D)



ภาพประกอบ 11 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า $N(O)V=0.1$ (—), $N(O)V=0.84$ (- - - -), $N(O)V=0.78$ (- · - ·)

เกทติโน และคณะ (Getino et al 1993:597) ได้ใช้แบบจำลองความหนาแน่นเป็น

$$N(E) = N(0) \ln \left| \frac{E_F}{E - E_F} \right| \quad (2.28)$$

เกทติโนมีวิธีการหาอุณหภูมิวิกฤติโดยใช้วิธีการเชิงตัวเลข ได้อุณหภูมิวิกฤติเป็น

$$T_C = \frac{1}{2} T_F \text{Exp} \left\{ - \left[\left(\frac{1}{N(0)V} + D \left(\frac{\theta_D}{2T_c}, \frac{T_F}{2T_c} \right) \right) 2 \coth \frac{\theta_D}{2T_c} + \ln^2 \frac{T_F}{\theta_D} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.29)$$

T_F เป็นอุณหภูมิระดับเฟอร์มี

θ_D เป็น ความถี่เดอบาย

$$D(Z, W) = D \left(\frac{\theta_D}{2T_c}, \frac{T_F}{2T_c} \right) = \int_0^1 dx \left[\ln x \ln \frac{W}{x} + \frac{1}{2} \ln^2 x \right] \text{sech}^2 x \quad (2.30)$$

$$\begin{aligned} Z &= \frac{\hbar \omega_D}{2k_B T_c} = \frac{\theta_D}{2T_c} \\ x &= \frac{E - E_F}{2k_B T_c} \\ W &= \frac{E_F}{2k_B T_c} \\ \theta_D &= \omega_D \end{aligned} \quad (2.31)$$

จุดมุ่งหมายของงานวิจัย

ศึกษาตัวนำยิ่งยวดอุณหภูมิสูงที่มีความหนาแน่นของสถานะของงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง เพื่อหาค่า อุณหภูมิวิกฤติ(T_c) โดยใช้ความหนาแน่นสถานะเป็น

$$N(E) = N(0) \text{Ln} \left| \frac{E_F + \delta}{\sqrt{(E - (E_F + \delta))^2 + \tau^2}} \right| \quad (2.32)$$

เหตุผลที่ใช้ความหนาแน่นของสถานะ (2.32) เพราะว่างานวิจัยที่เกี่ยวข้อง ในแต่ละงานพารามิเตอร์ที่ใช้ ไม่สมบูรณ์ งานวิจัยจึงนำพารามิเตอร์ ของทุกงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง มาเพื่อที่จะแปรพารามิเตอร์ทุกพารามิเตอร์ จะมีผลต่อ อุณหภูมิวิกฤติ(T_c) อย่างไร

เพื่อแก้ปัญหาโดยวิธีการวิเคราะห์เชิงตัวเลขของนิวตันโคท (Newton-Cotes formulas) สามารถเขียนโปรแกรมคอมพิวเตอร์¹ คำนวณความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity (δ) และความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ T_c กับ τ (ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ)โดยการแปรค่าต่างๆดังนี้

- 1.) พลังงานเฟอร์มี (E_F)
- 2.) ความถี่เดอบาย (ω_D)
- 3.) ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)
- 4.) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี (N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V)

ความสำคัญของการวิจัย

การวิจัยโดยวิเคราะห์ด้วยการคำนวณ มีความสำคัญดังนี้

1. ผลการวิจัยนี้สามารถหาค่าอุณหภูมิวิกฤติของสารตัวนำยิ่งยวดที่อุณหภูมิสูงได้
2. เป็นการเปรียบเทียบให้เห็นว่า ผลที่ได้จากการวิเคราะห์ใหม่นี้ทำให้ผลการวิจัยเก่าๆ น่าเชื่อถือ มีเหตุผล และควรเป็นที่ยอมรับได้หรือไม่เพียงใด

บทที่ 3

วิธีดำเนินงานวิจัย

วิธีคำนวณหาความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับตำแหน่ง singularity (δ) และความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ T_c กับ ความกว้างความหนาแน่นสถานะ เป็น(τ) โดยมีขั้นตอนดังนี้

ขั้นตอน 1.) กำหนดความหนาแน่นสถานะเป็น

$$N = N(O) \text{Ln} \left| \frac{E_F + \delta}{\sqrt{(E - (E_F + \delta))^2 + \tau^2}} \right| \quad (3.1)$$

เมื่อ $N =$ ความหนาแน่นสถานะ

$E_F =$ พลังงานเฟอร์มี

$E =$ พลังงานของอิเล็กตรอน

$\delta =$ เป็นตัวปรับตำแหน่ง singularity ซึ่งเป็นไปตามพลังงานเฟอร์มี

$\tau =$ ความกว้างความหนาแน่นสถานะ เป็น(τ)

ขั้นตอน 2.) แทนค่า ความหนาแน่นสถานะ ในสมการมาตรฐาน BCS เป็น

$$\frac{2}{V} = \int_{E_F - \omega_D}^{E_F + \omega_D} \frac{N(E)}{E - E_F} \tanh \frac{E - E_F}{2T_c} dE \quad (3.2)$$

แทนค่าความหนาแน่นสถานะ (3.1) ในสมการมาตรฐาน BCS (3.2) จะได้

$$\frac{2}{N(O)V} = \int_{E_F - \omega_D}^{E_F + \omega_D} \left[\frac{1}{E - E_F} \right] \text{Ln} \left| \frac{E_F + \delta}{\sqrt{((E - (E_F + \delta))^2 + \tau^2)}} \right| \tanh \frac{E - E_F}{2T_c} dE \quad (3.3)$$

ขั้นตอน 3). เปลี่ยนตัวแปร ให้

$$Z = E - E_F$$

$$dZ = dE$$

จะได้ขอบเขตล่างและขอบเขตบน ดังสมการ (3.4)

$$\begin{aligned} E_F + \omega_d - E_F &= \omega_D \\ E_F - \omega_d - E_F &= \omega_D \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\frac{2}{N(O)V} = \int_{-\omega_d}^{\omega_d} \left[\frac{1}{Z} \right] \text{Ln} \left| \frac{1 + \left(\frac{\delta}{E_F} \right)}{\sqrt{\left(Z - \left(\frac{\delta}{E_F} \right) \right)^2 + \tau^2}} \right| \text{Tanh} \frac{E - E_F}{2T_c} dE \quad (3.5)$$

ขั้นตอน 4.) ใช้ วิธีการวิเคราะห์เชิงตัวเลขของนิวตันโคต (Newton-Cotes formulas) สามารถแก้ปัญหาโดยการเขียนโปรแกรมคอมพิวเตอร์หาความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ (T_c) ด้วกับ ตำแหน่ง singularity (δ) จากสมการ (3.5) ในกรณีต่อไปนี้

ขั้นตอน 4.1) เปลี่ยนค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) 3 ค่า แล้ว ให้ค่า ความถี่เดอบาย (ω_D) ความกว้างความหนาแน่นสถานะ (τ) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี (N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V) คงที่

ขั้นตอน 4.2) แล้วเปลี่ยนค่า ความกว้างความหนาแน่นสถานะ (τ) 3 ค่า แล้ว ให้ค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) ความถี่เดอบาย (ω_D) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี (N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V) คงที่

ขั้นตอน 4.3) เปลี่ยนค่าความถี่เดอบาย (ω_D) 3 ค่าแล้ว ให้ค่า ตำแหน่ง singularity (δ) พลังงานเฟอร์มี (E_F) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี (N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V) คงที่

ขั้นตอน 5.) ใช้วิธีการวิเคราะห์เชิงตัวเลขของนิวตันโคต (Newton-Cotes formulas) สามารถแก้ปัญหาโดยการเขียนโปรแกรมคอมพิวเตอร์หาความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)ตัวกับ ความกว้างความหนาแน่นสถานะ(τ) จากสมการ (3.5) ในกรณีต่อไปนี้

ขั้นตอน 5.1) เปลี่ยนค่า ความถี่เดอบาย (ω_D) 3 ค่า แล้ว ให้ค่า ตำแหน่งsingularity (δ) พลังงานเฟอร์มี (E_F) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี(N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V) คงที่

ขั้นตอน 5.2) เปลี่ยนค่า ความกว้างความหนาแน่นสถานะ(τ) 3 ค่า แล้ว ให้ค่าความถี่เดอบาย (ω_D) ความค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี(N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V) คงที่

ขั้นตอน 5.3) เปลี่ยนค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) 3 ค่า แล้ว ให้ค่า ความถี่เดอบาย (ω_D) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี(N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V) ตำแหน่ง singularity (δ) คงที่

บทที่ 4

ผลงานวิจัย

ผลการคำนวณโดยคอมพิวเตอร์

- 1.) จากการคำนวณโดยคอมพิวเตอร์ผลที่ได้จะเป็นความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤติ (T_c) กับตำแหน่ง singularity (δ) โดยการแปรค่าต่างๆดังนี้
 - 1.) พลังงานเฟอร์มี (E_F)
 - 2.) ความถี่เดอบาย (ω_D)
 - 3.) ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (T)
 - 4.) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี (N) และแรงดึงดูดของคูคูเปอร์ (V)

ผลงานวิจัย

จากกราฟรูปที่ 12 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (T) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคูคูเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K , 750 K , 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity (δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 174.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้ อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 143.47 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้ อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 109.67 K

จากกราฟรูปที่ 13 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (T) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคูคูเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K , 750 K , 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity (δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 135.45 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้ อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 117.47 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้ อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 87.74 K

จากกราฟรูปที่ 14 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K, 10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 750 K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 144.47 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 117.64 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 72.34 K

จากกราฟรูปที่ 15 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K, 10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 1000 K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 166.67 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 136.65 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 46.48 K

จากกราฟรูปที่ 16 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 5 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 174.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 38.33 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 19.47 K

จากกราฟรูปที่ 17 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 5 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 145.22 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้ อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 117.79K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 86.67 K

จากกราฟรูปที่ 18 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) เป็น 5 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K , 750 K , 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 88.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 74.47K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 59.74 K

จากกราฟรูปที่ 19 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K ,10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) เป็น 5 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 500K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 Kและอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 82.67 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 62.77 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 22.46 K

จากกราฟรูปที่ 20 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K ,10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) เป็น 5 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 750K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 Kและอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 110.57 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 76.95 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 32.84 K

จากกราฟรูปที่ 21 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K, 10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 5 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 1000K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 174.45 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 122.28K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 82.37 K

จากกราฟรูปที่ 22 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 10 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 142.37 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 47.66K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 45.67 K

จากกราฟรูปที่ 23 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 20000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 10 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 119.33 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 96.67K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 82.37 K

จากกราฟรูปที่ 24 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 10 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 85 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้ อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 70K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 55 K

จากกราฟรูปที่ 25 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 20000 K, 10000 K ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) เป็น 10 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 1000K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับ พลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 128 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 20000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 110 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ 80 K

2.) จากการคำนวณโดยคอมพิวเตอร์ผลที่ได้จะเป็นความสัมพันธ์ระหว่างอุณหภูมิวิกฤติ (T_c) กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) โดยการแปรค่าต่างๆดังนี้

- 1.) พลังงานเฟอร์มี (E_F)
- 2.) ความถี่เดอบาย (ω_D)
- 3.) ตำแหน่ง singularity(δ)
- 4.) ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ประกอบด้วยความหนาแน่นสถานะที่ระดับเฟอร์มี(N) และแรงดึงดูดของคู่อุปเปอร์ (V)

ผลงานวิจัย

จากกราฟรูปที่ 26 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K , 750 K , 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 174.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 140 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 90 K

จากกราฟรูปที่ 27 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K , 750 K , 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และ อัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 84.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 74.34 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 59.87 K

จากกราฟรูปที่ 28 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K, 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 750 K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 145 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 112.53 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 75.67 K

จากกราฟรูปที่ 29 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K, 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 1000 K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และ อัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 166.67 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 130.43 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 82.67 K

จากกราฟรูปที่ 30 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.005 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 160 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 98.78 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 76.58 K

จากกราฟรูปที่ 31 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.005 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K , 750 K , 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 135.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 110.37 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 80.67 K

จากกราฟรูปที่ 32 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.005 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K , 750 K , 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 88.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 72.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 58.67 K

จากกราฟรูปที่ 33 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K , 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.005 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 500 K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 92.67 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 81.56 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 58.64 K

จากกราฟรูปที่ 34 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K , 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity(δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.005 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 750 K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 74.73 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 5000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 108.92 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 74.62 K

จากกราฟรูปที่ 35 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 25000 K, 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity (δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.005 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคูเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 1000 K

พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 159.92 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 25000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 118.87 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 82.95 K

จากกราฟรูปที่ 36 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity (δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.05 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคูเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 46.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 32.27 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 21.22 K

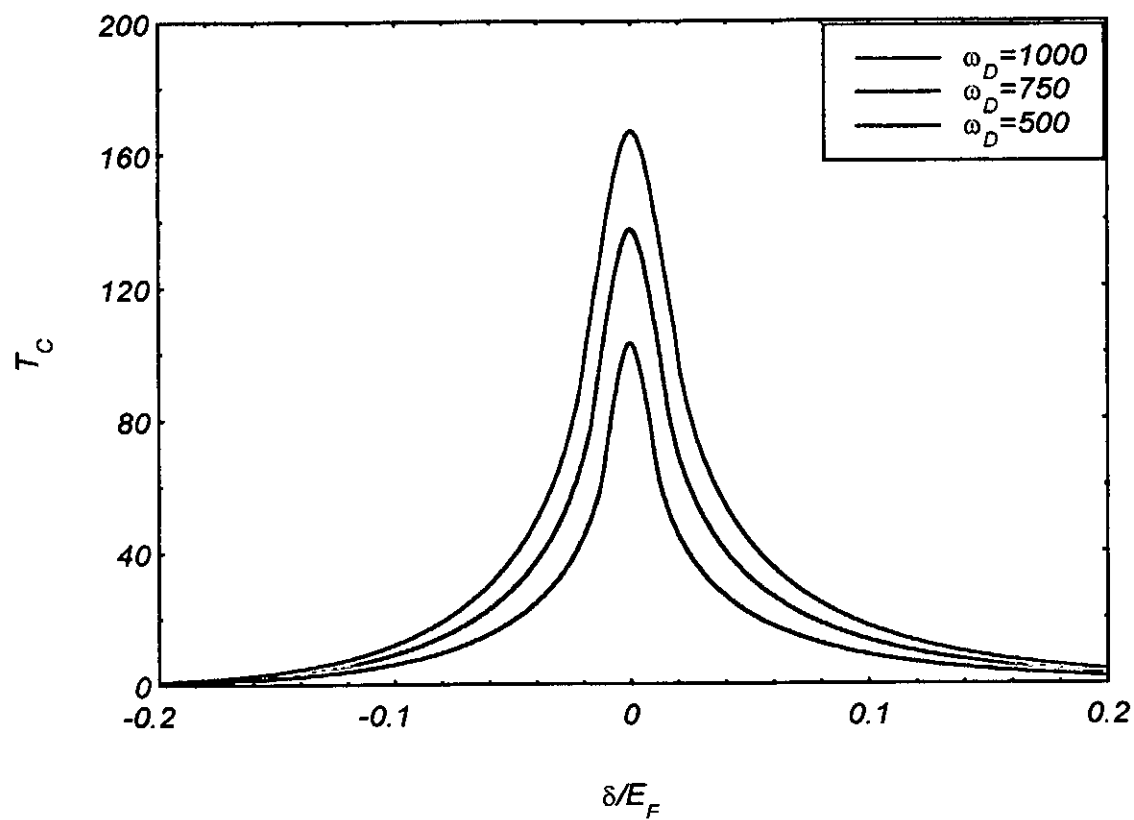
จากกราฟรูปที่ 37 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity (δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.05 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคูเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 3 ค่า คือ 1000 K, 750 K, 500 K

พบว่าที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 1000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 54.67 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 750 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 38.27 K ที่ความถี่เดอบาย (ω_D) 500 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 26.22 K

จากกราฟรูปที่ 38 กำหนดค่า พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K, 20000 K, 10000 K อัตราส่วนของตำแหน่ง singularity (δ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 0.05 และ ค่าคงที่ของอันตรกิริยาแรงดึงดูด ของคู่อุปเปอร์ (V) เป็น 0.1 จากนั้นให้ค่าความถี่เดอบายเป็น 1000K

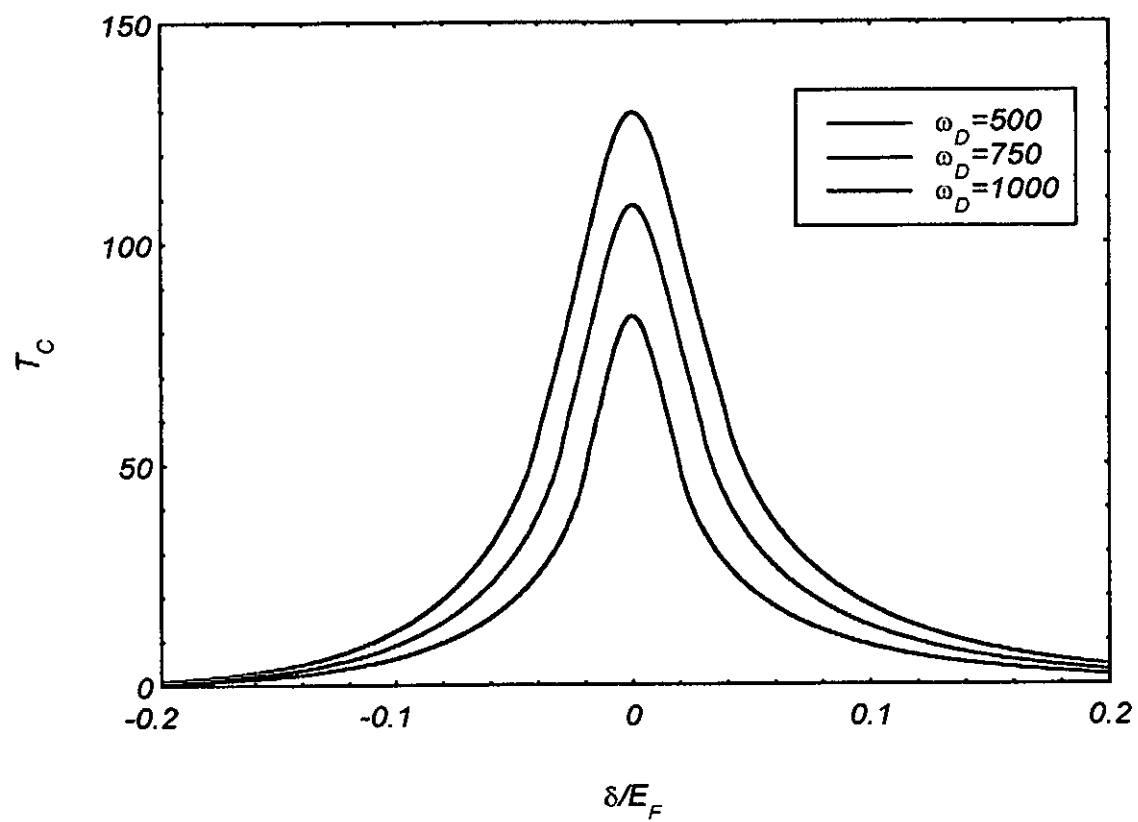
พบว่าที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 50000 K และอัตราส่วนของความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (τ) กับพลังงานเฟอร์มี (E_F) เข้าใกล้ 0 จะได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 53.54 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 20000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ เป็น 44.45 K ที่พลังงานเฟอร์มี (E_F) เป็น 10000 K ได้อุณหภูมิวิกฤติ 41.65 K

$$N(O)V=0.1; E_F=50000; \tau=0$$



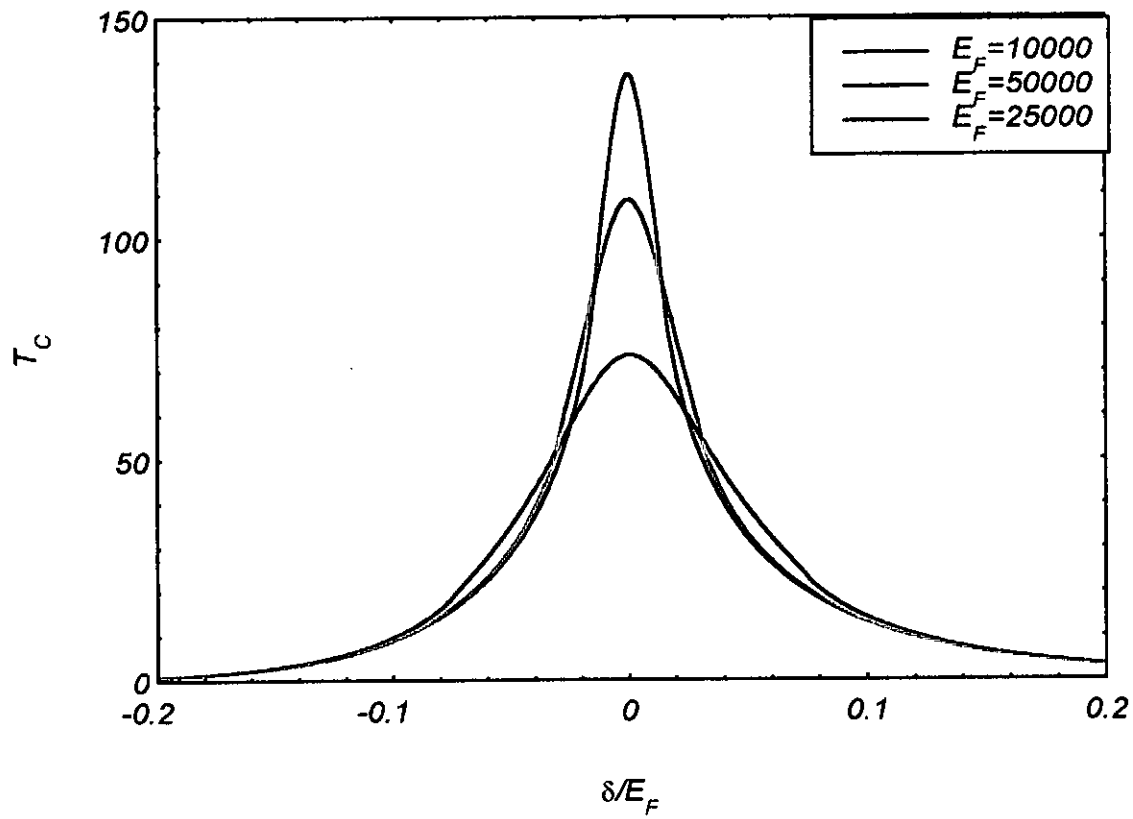
ภาพประกอบ 12 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

$$N(0)V=0.1; E_F=25000; \tau=0$$



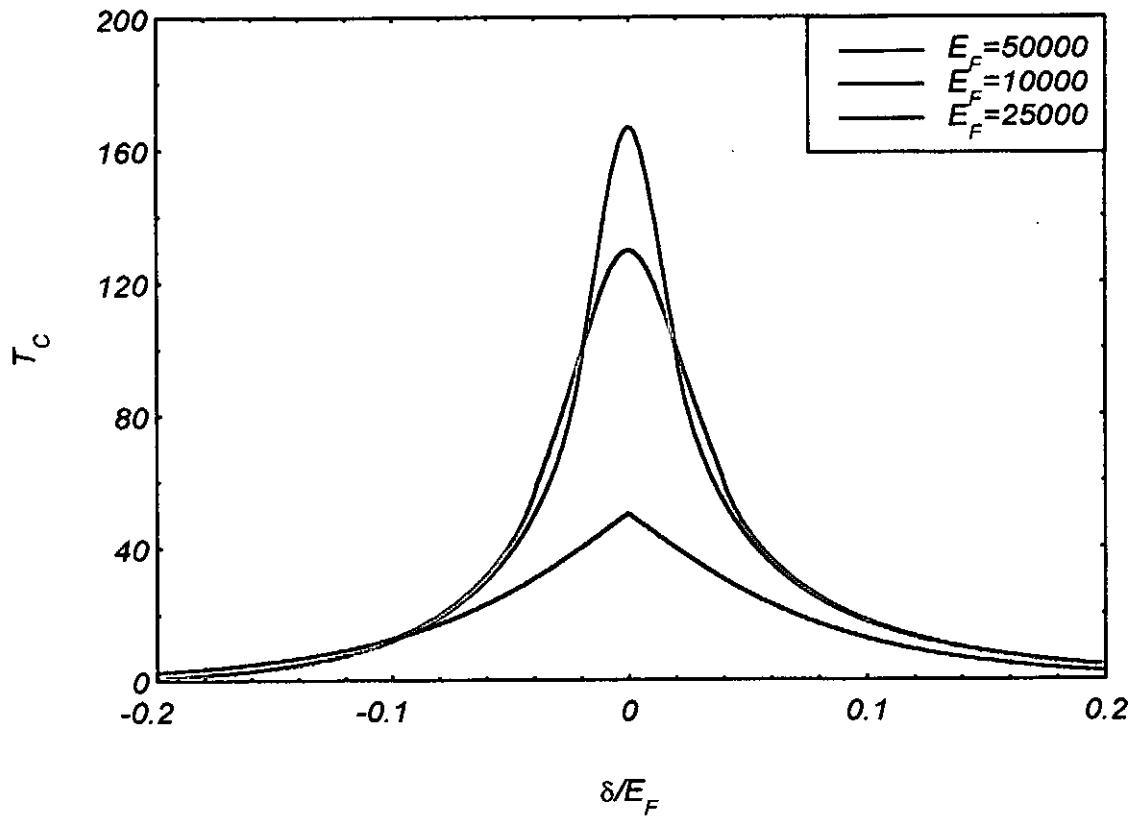
ภาพประกอบ 13 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(0) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

$$N(O)V=0.1; \tau=0; \omega_D=750$$



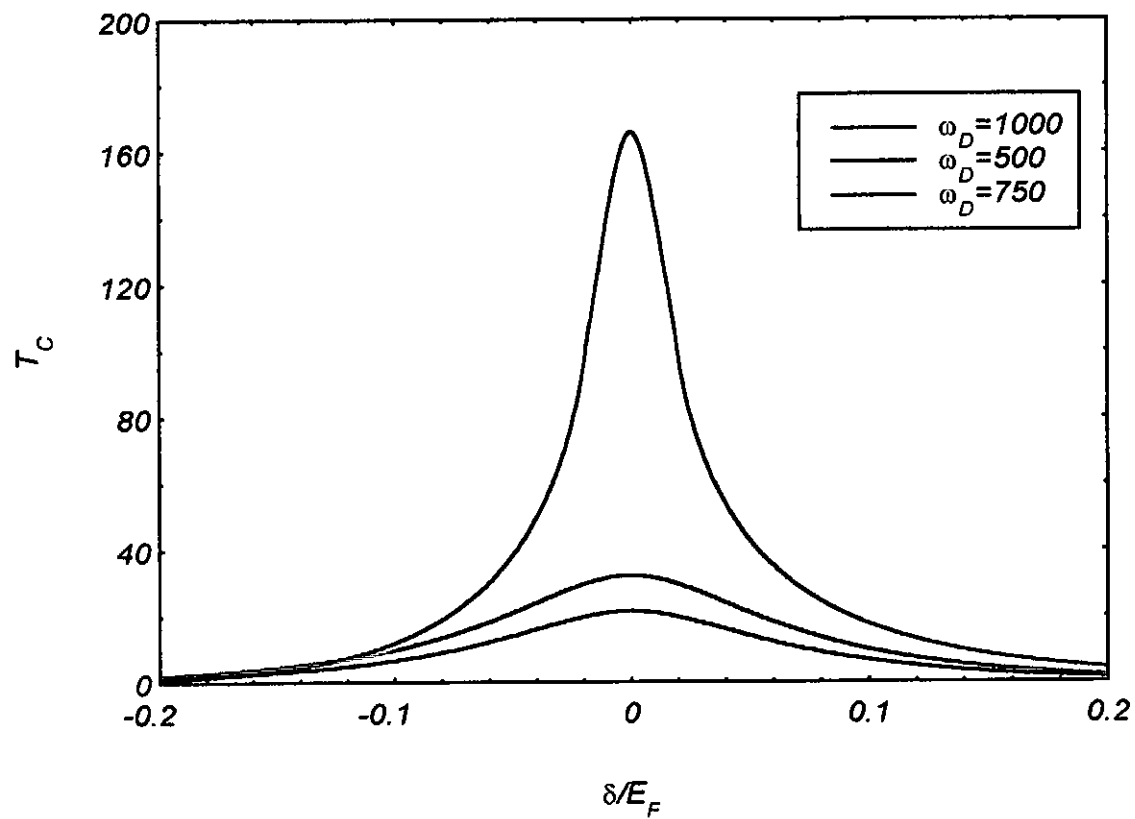
ภาพประกอบ 14 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F

$$N(0)V=0.1; \tau=0; \omega_D=1000$$



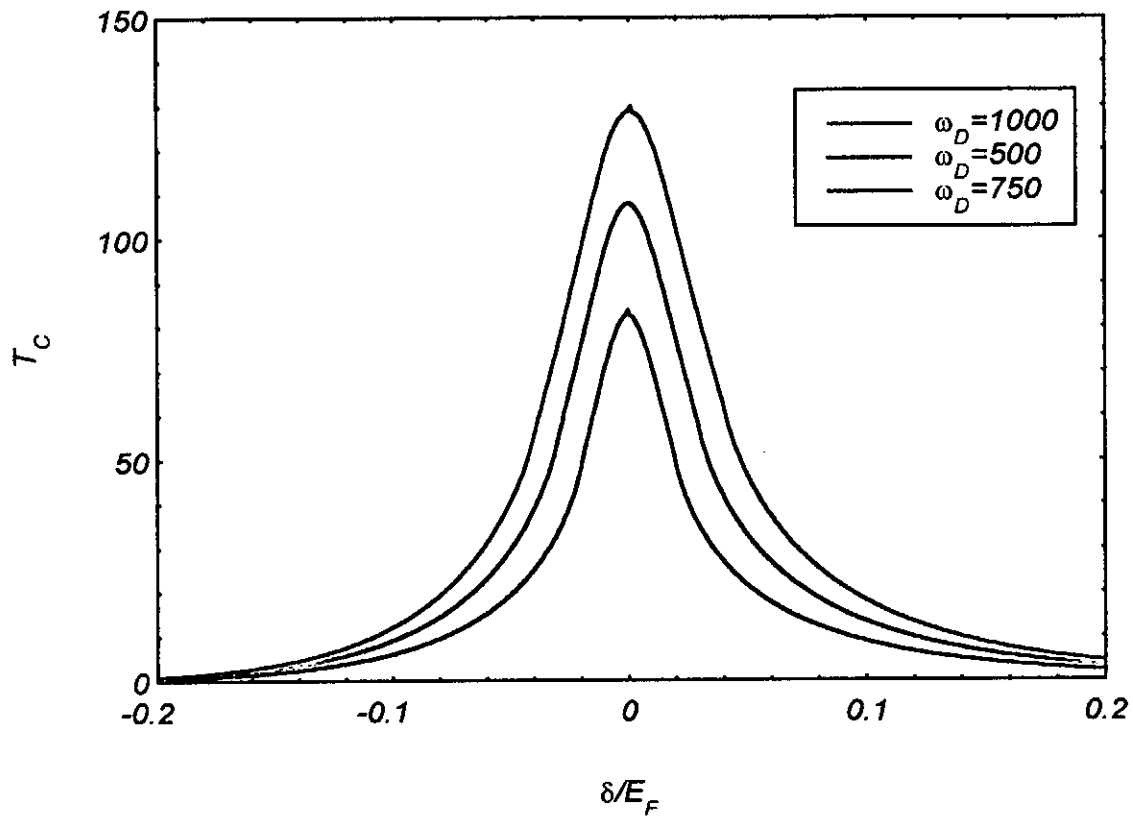
ภาพประกอบ 15 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F

$$N(O)V=0.1; E_F=50000; \tau=5$$

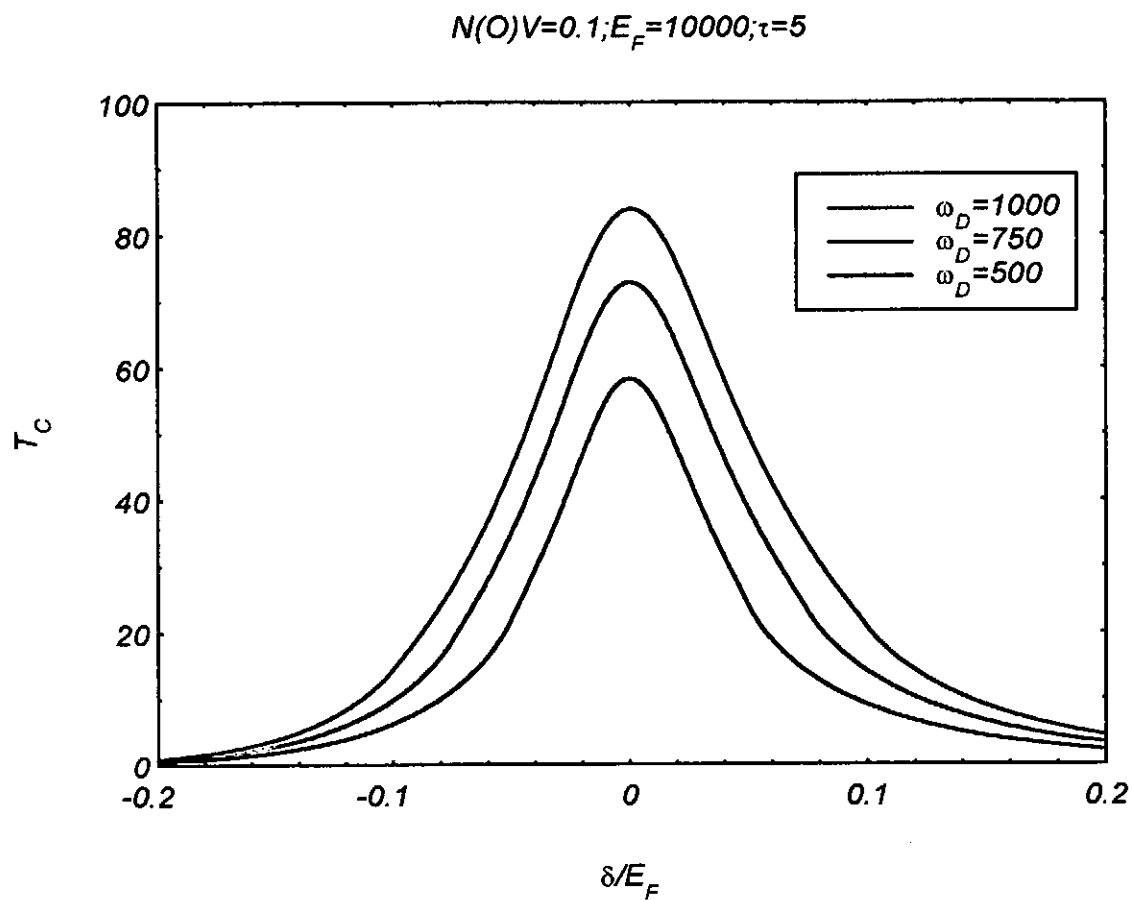


ภาพประกอบ 16 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

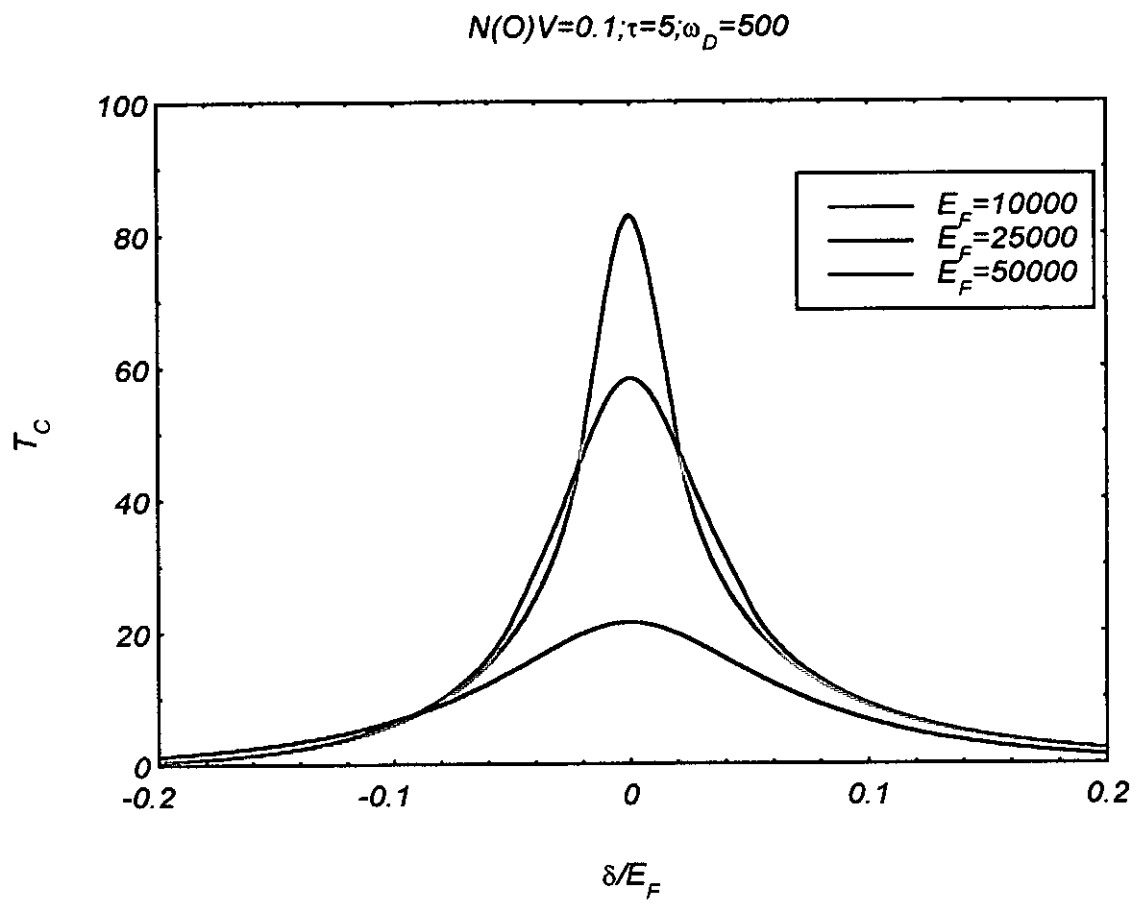
$$N(0)V=0.1; E_F=25000; \tau=5$$



ภาพประกอบ 17 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

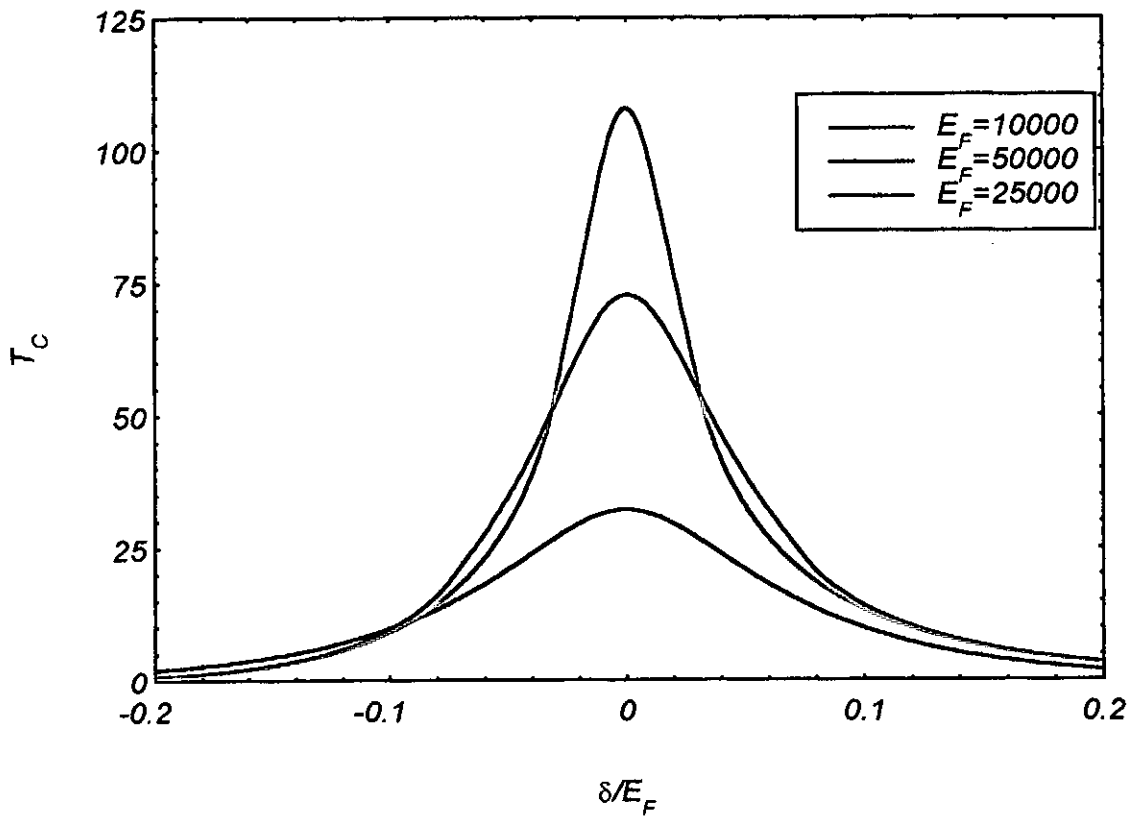


ภาพประกอบ 18 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

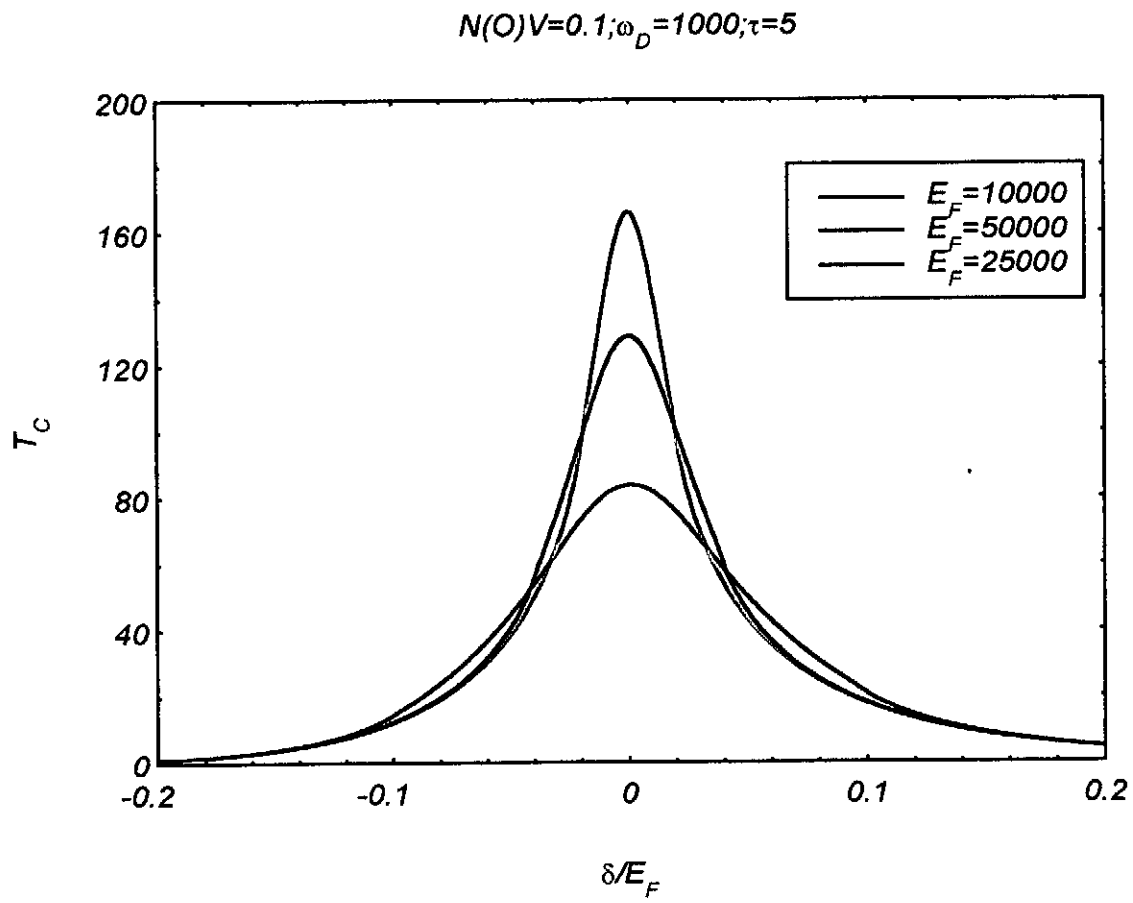


ภาพประกอบ 19 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F

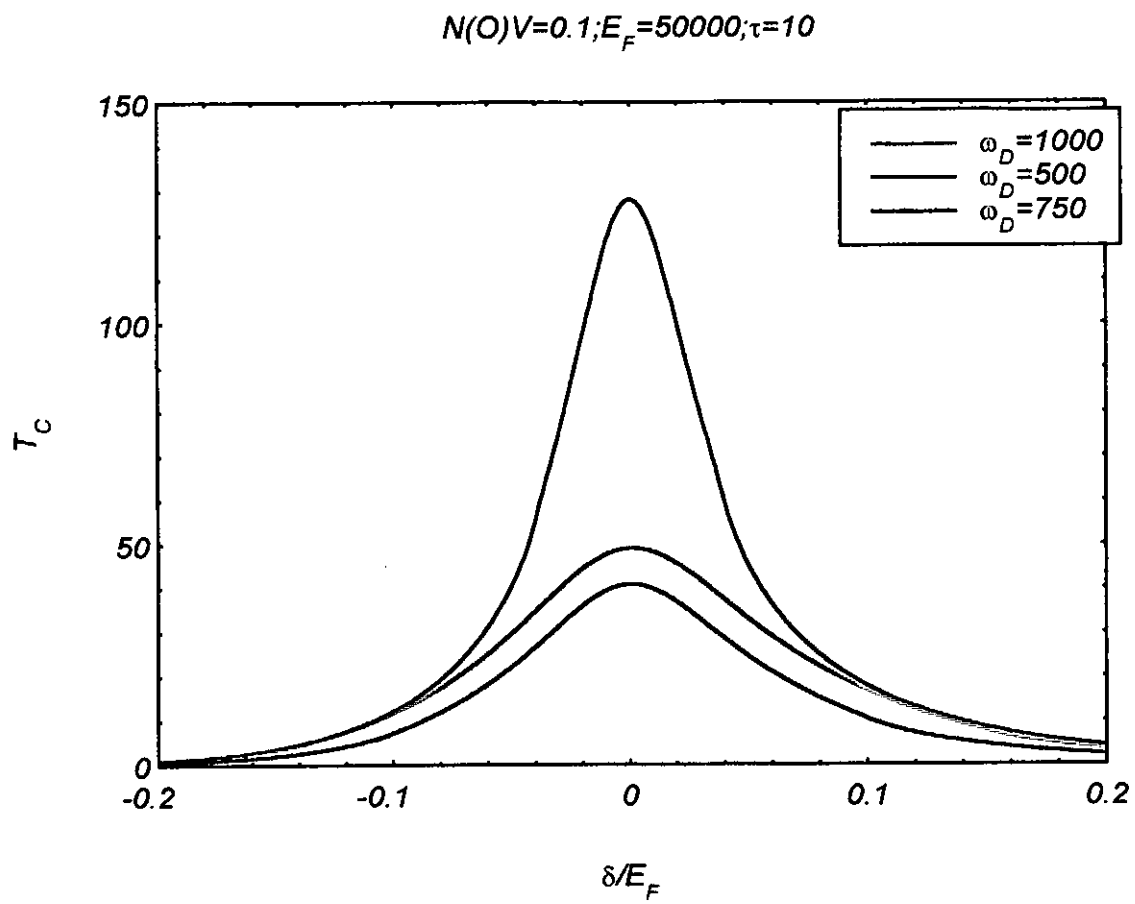
$$N(O)V=0.1; \omega_D=750; \tau=5$$



ภาพประกอบ 20 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F

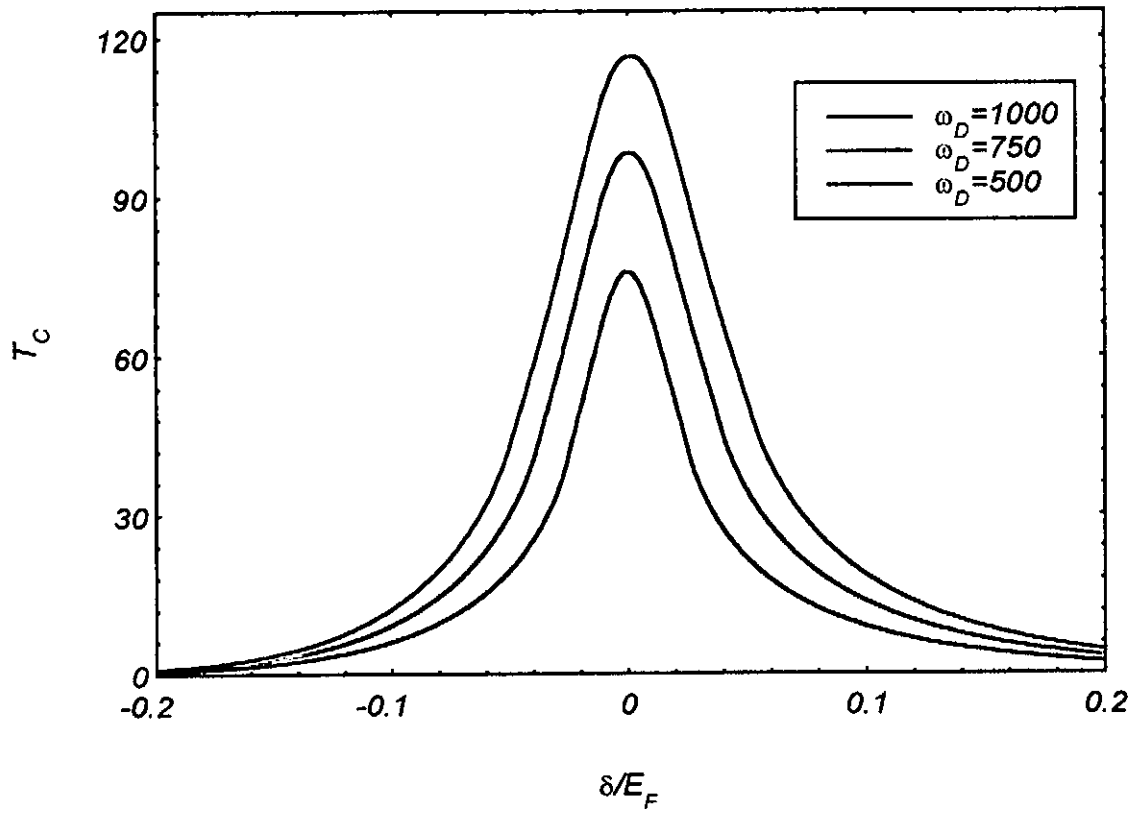


ภาพประกอบ 21 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F



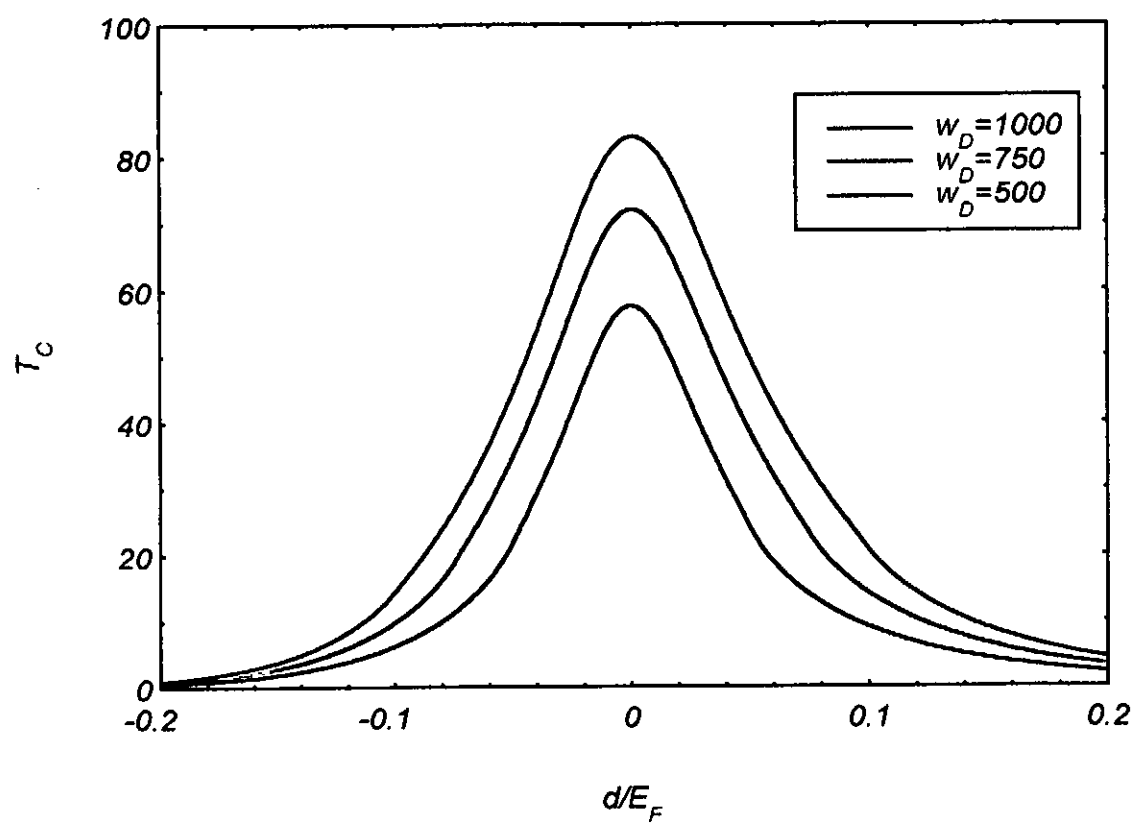
ภาพประกอบ 22 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

$$N(0)V=0.1; E_F=20000; \tau=10$$



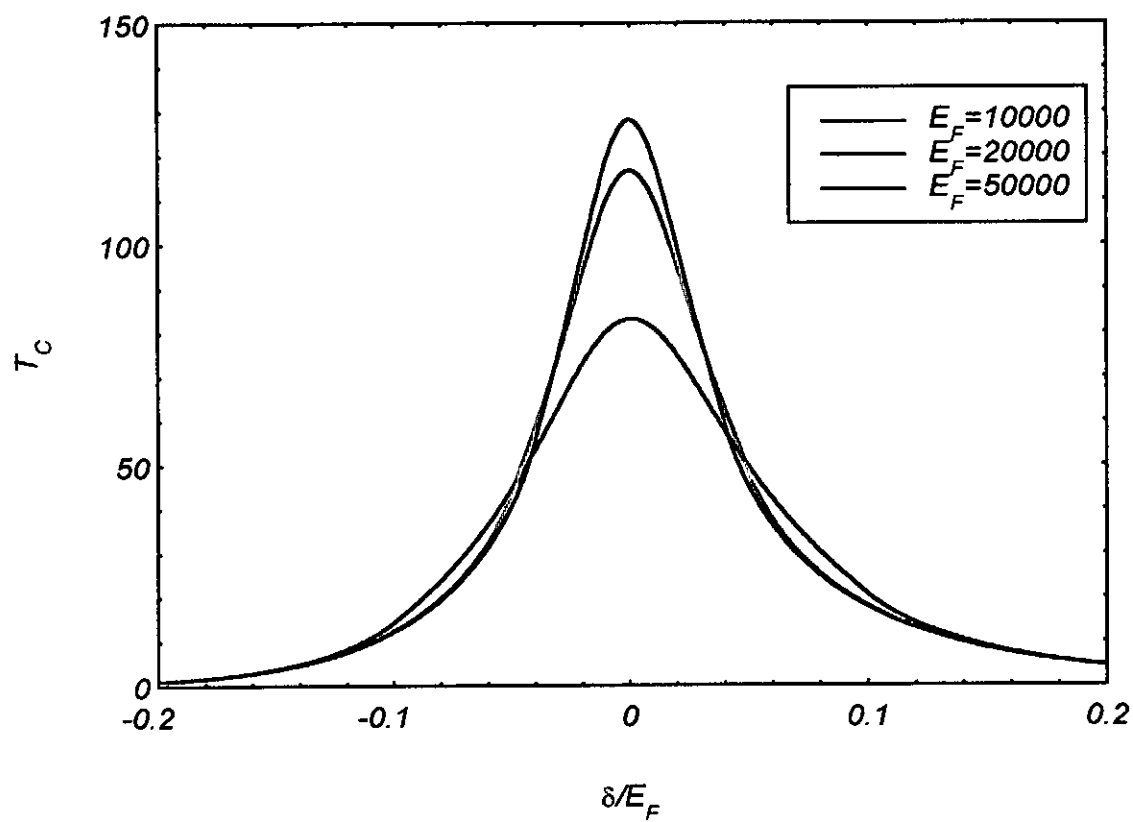
ภาพประกอบ 23 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

$$N(0)V=0.1; E_F=10000; \tau=10$$

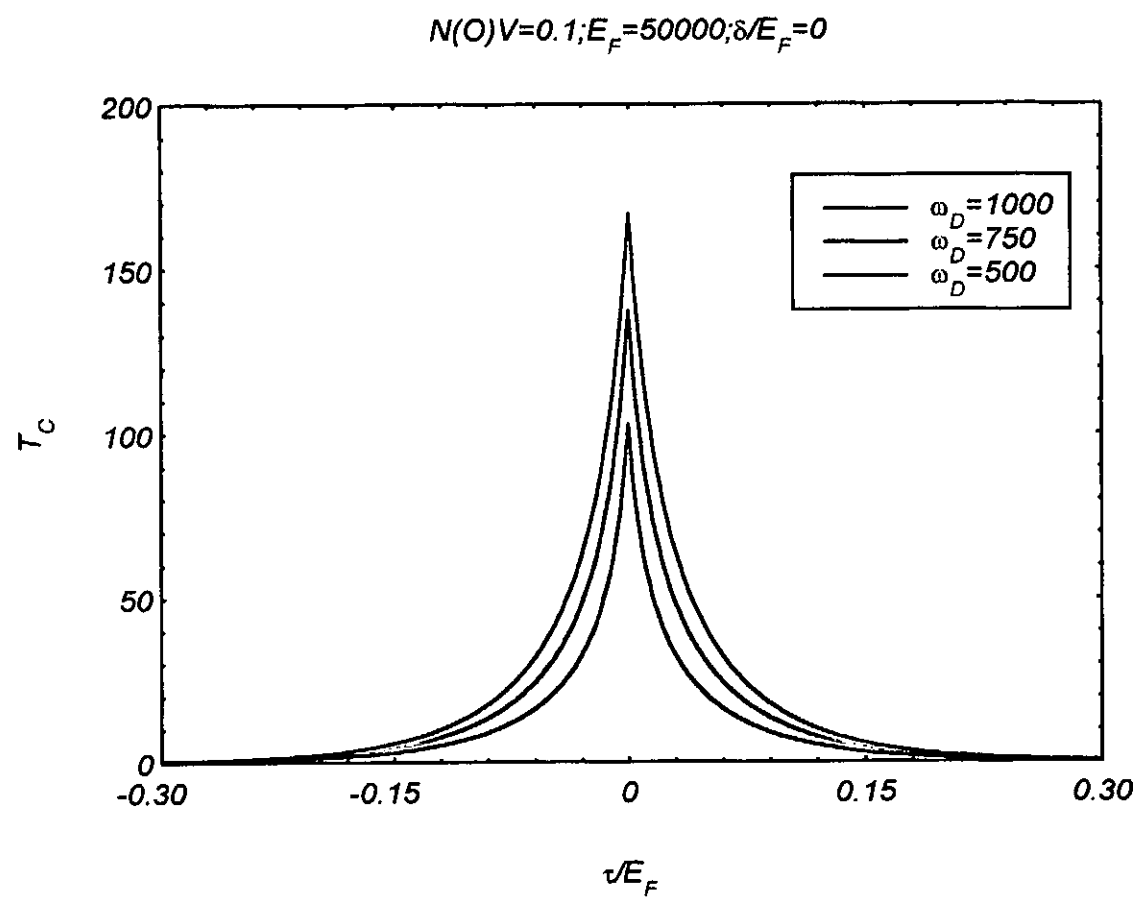


ภาพประกอบ 24 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า w_D

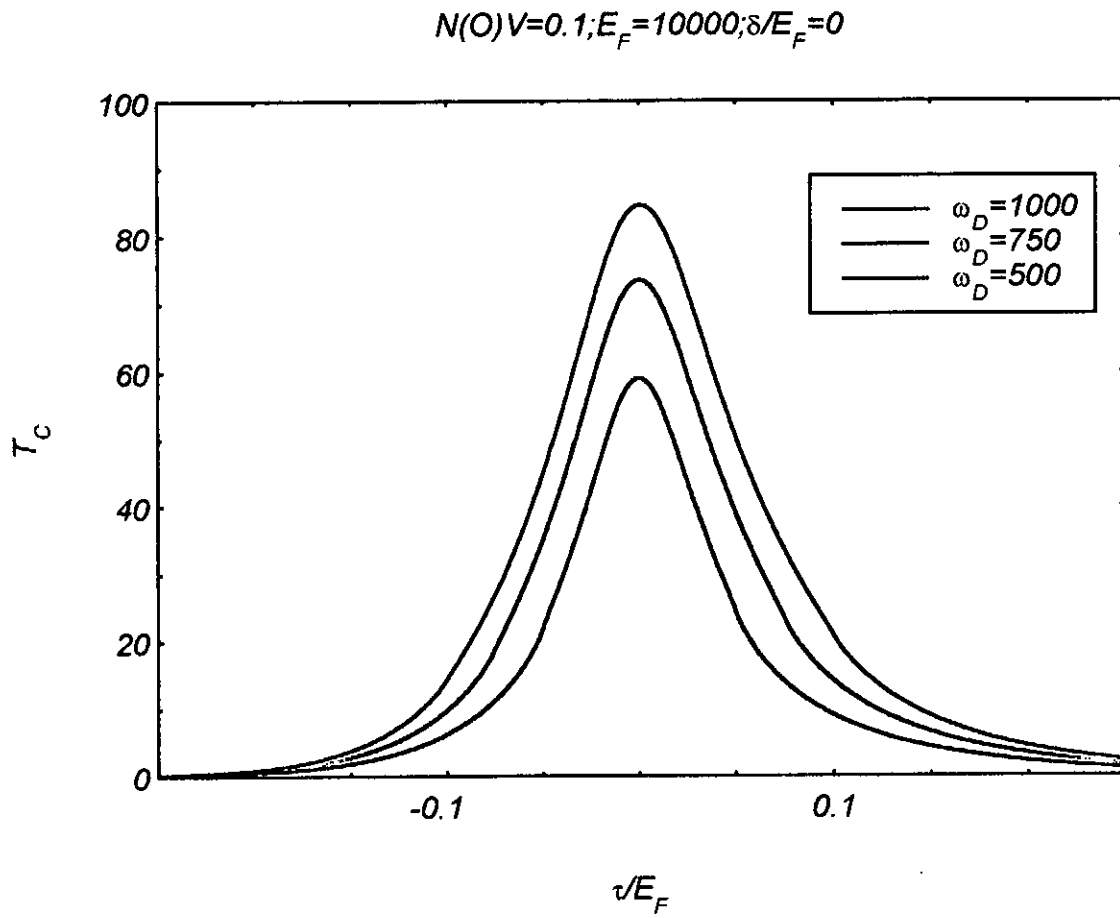
$$N(O)V=0.1; \omega_D=1000; \tau=10$$



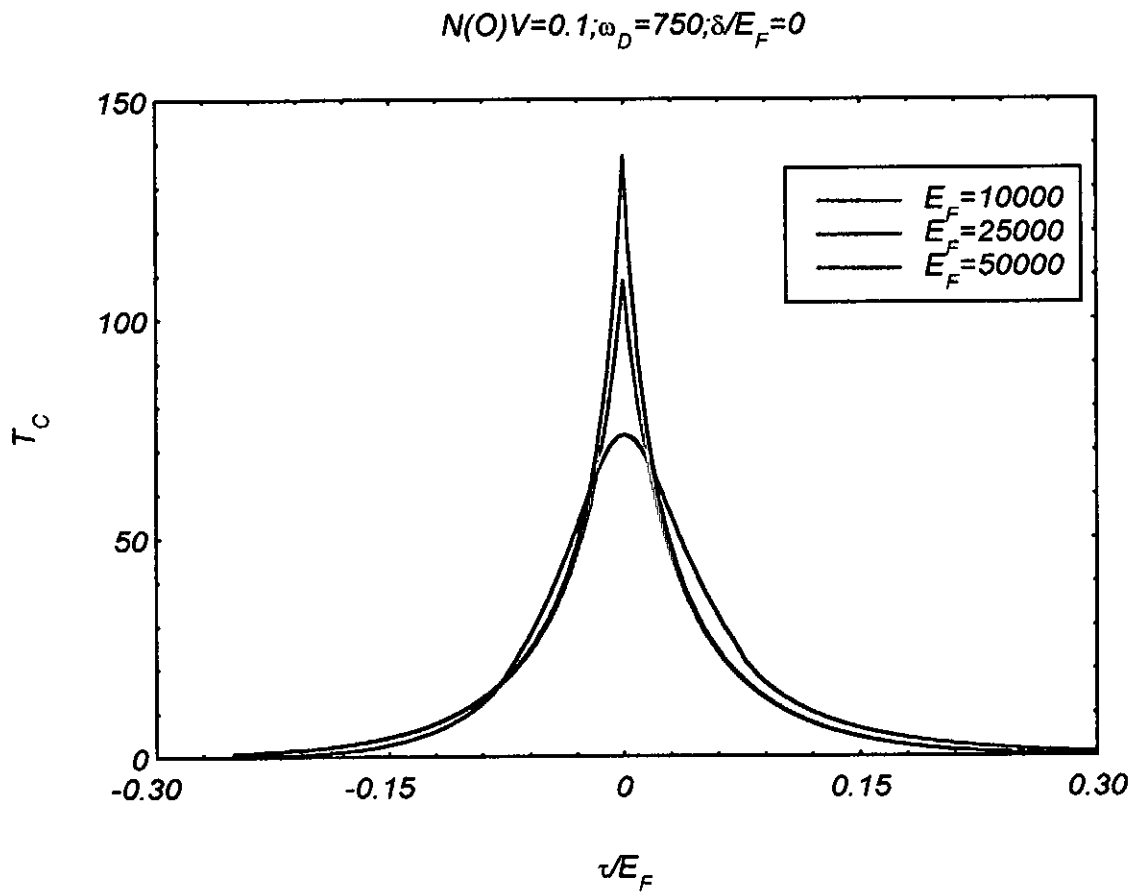
ภาพประกอบ 25 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับตำแหน่ง singularity(δ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F



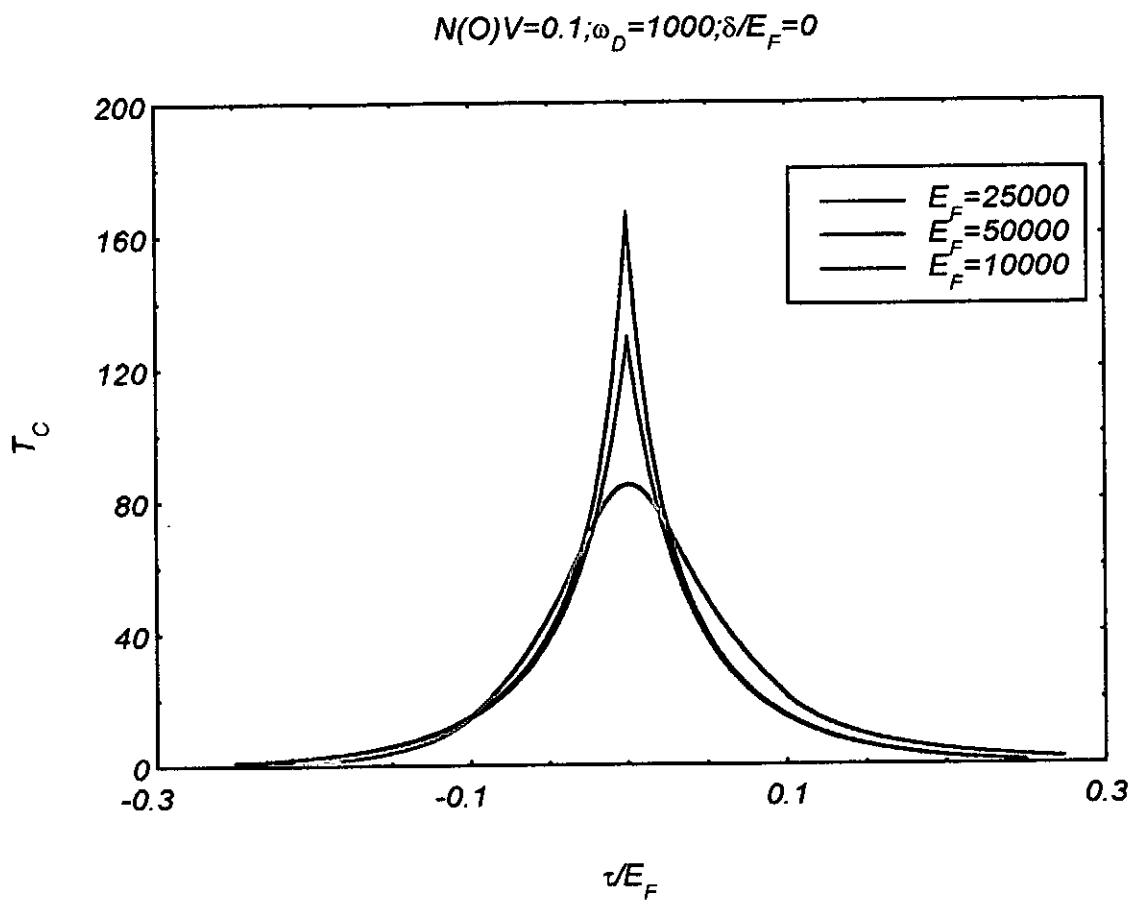
ภาพประกอบ 26 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า ω_0



ภาพประกอบ 27 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

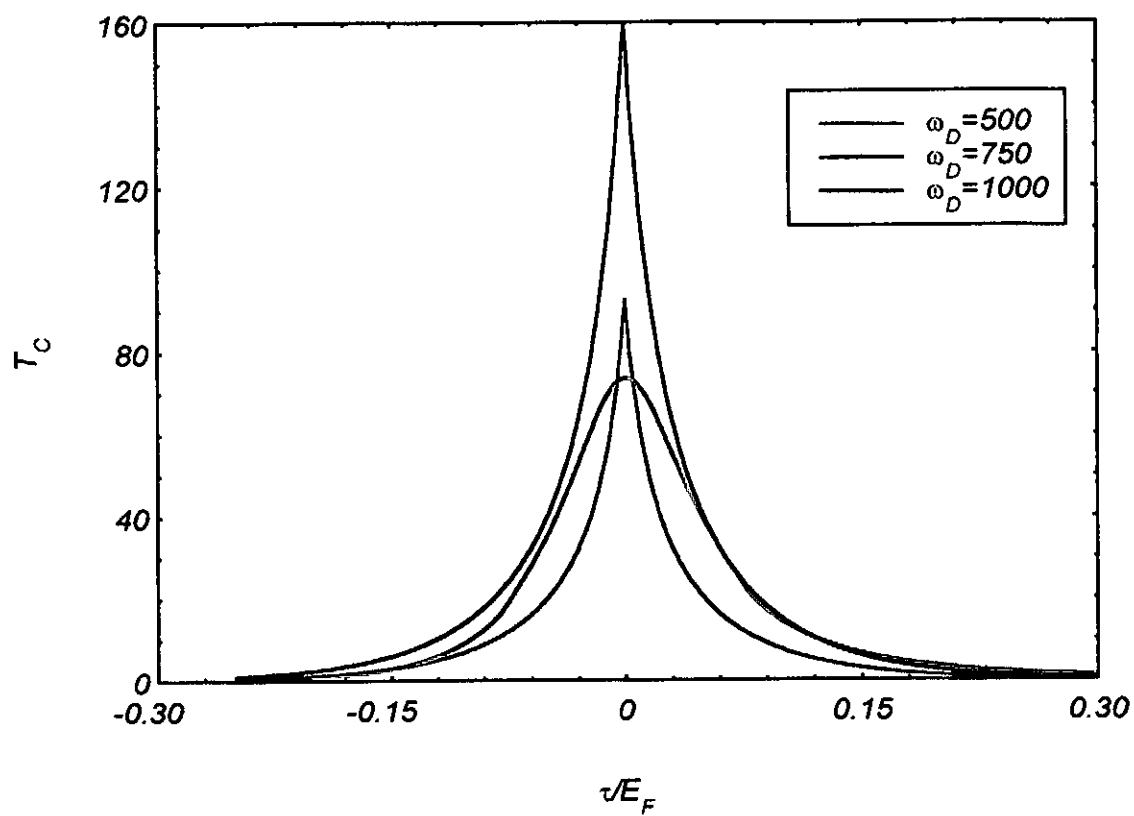


ภาพประกอบ 28 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)
 โดยการเปลี่ยนค่า E_F



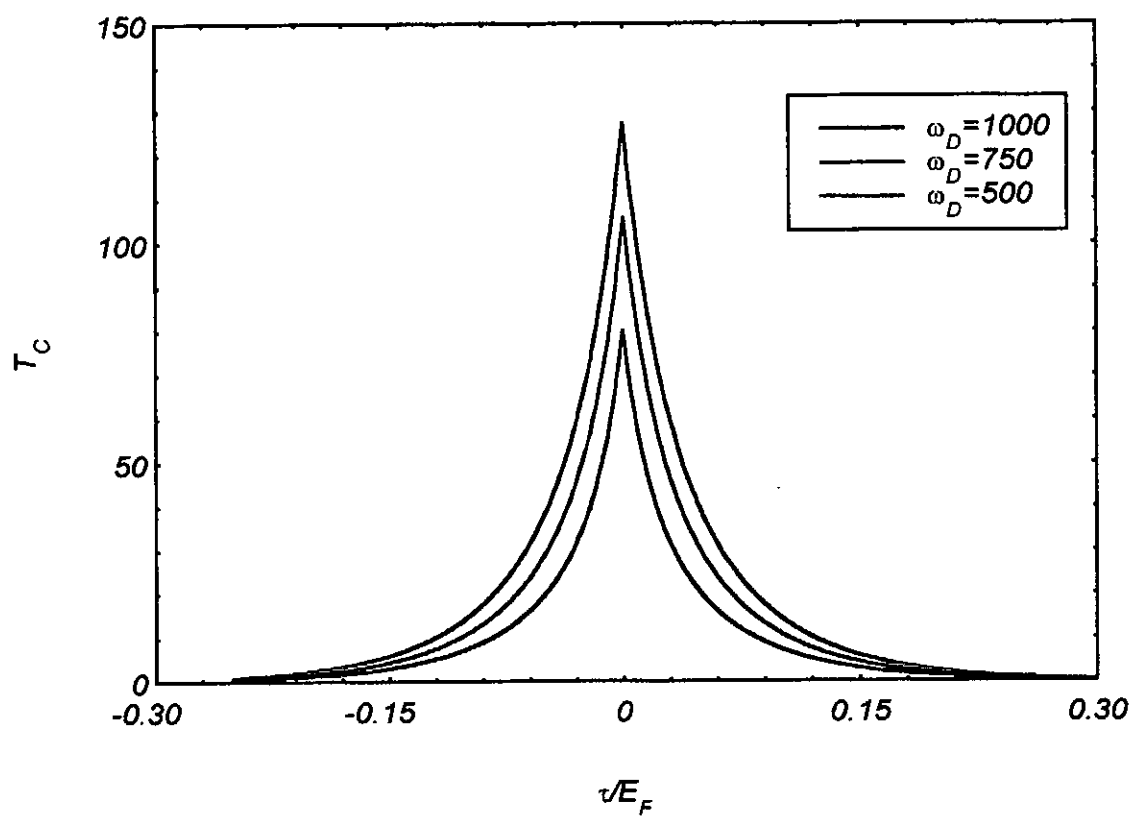
ภาพประกอบ 29 กราฟอุณหภูมิวิกฤต (T_c) กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (τ) โดยการเปลี่ยนค่า E_F

$$N(O)V=0.1; E_F=50000; \delta/E_F=0.005$$



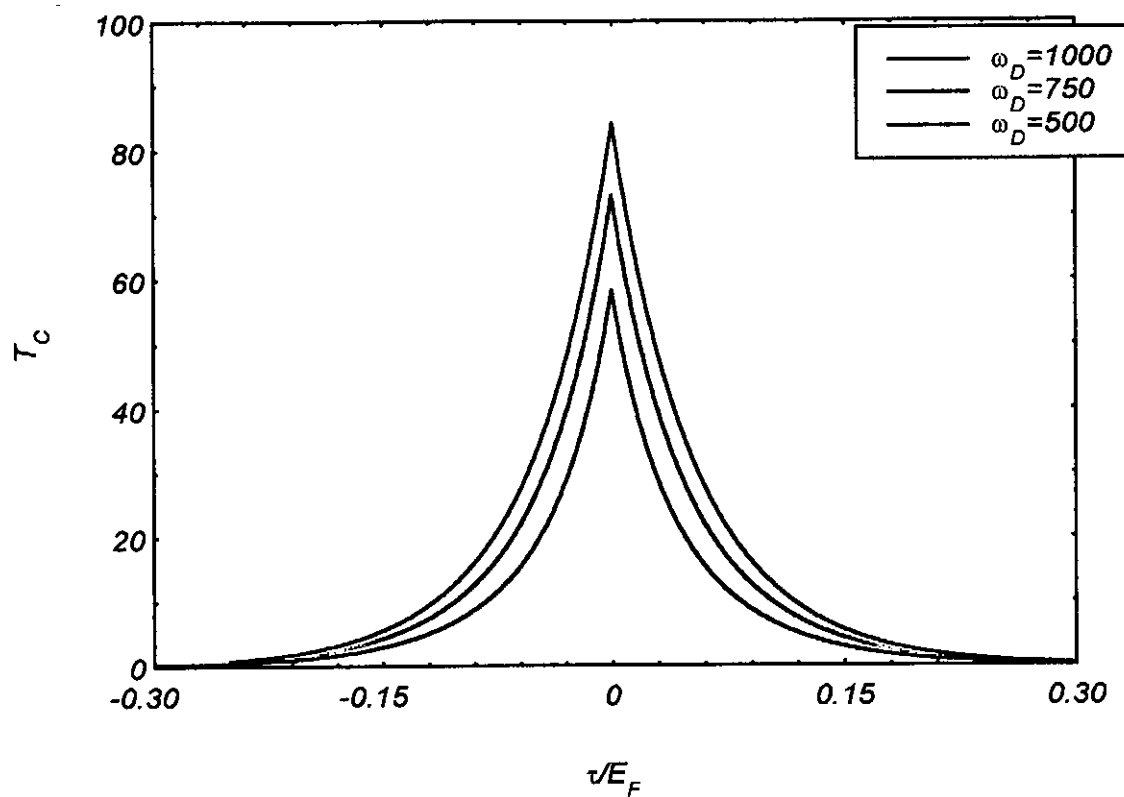
ภาพประกอบ 30 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการ
เปลี่ยนค่า E_F

$$N(0)V=0.1; E_F=25000; \delta/E_F=.005$$



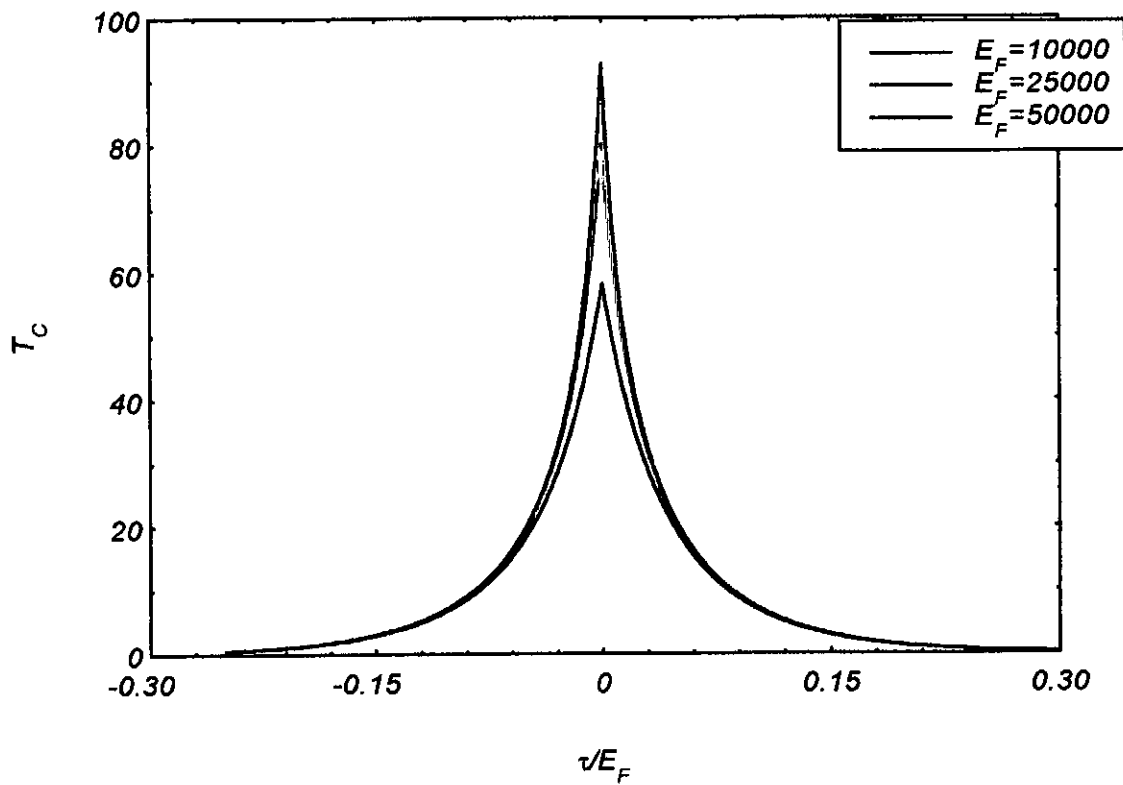
ภาพประกอบ 31 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

$$N(O)V=0.1; E_F=10000; \delta/E_F=0.005;$$

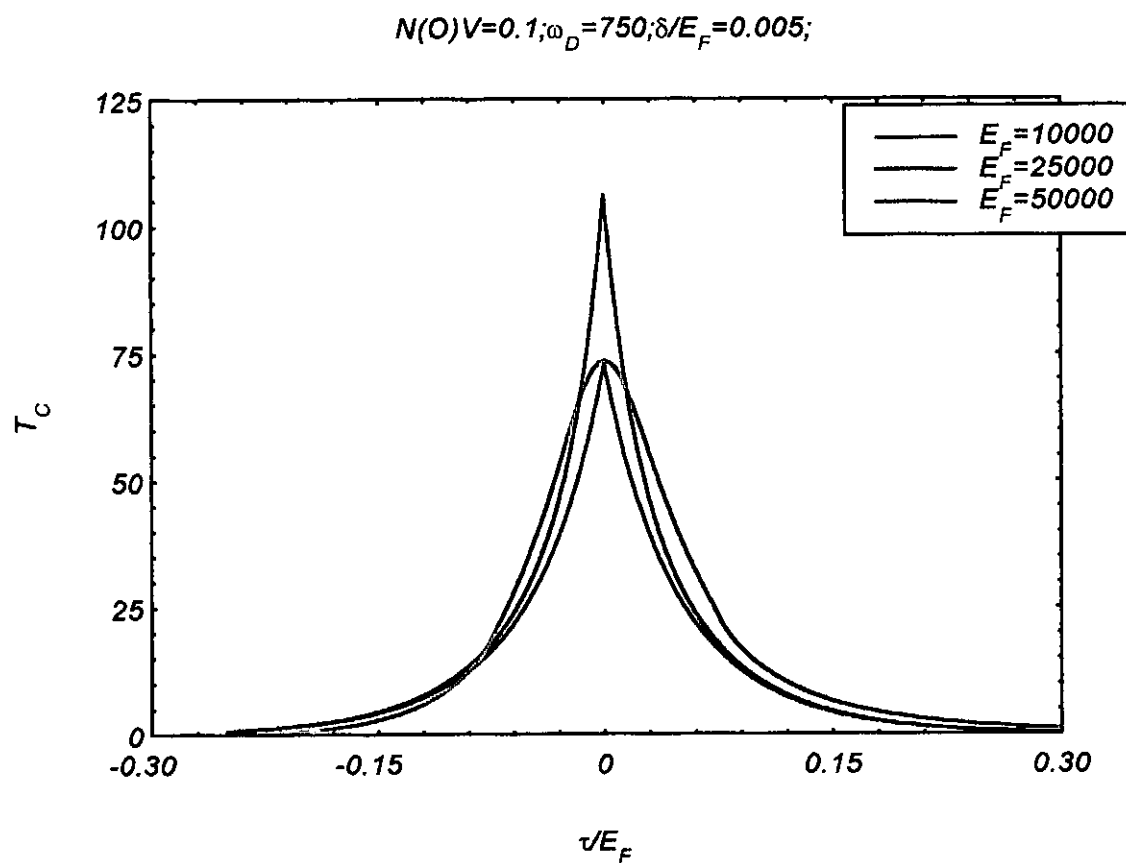


ภาพประกอบ 32 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า ω_D

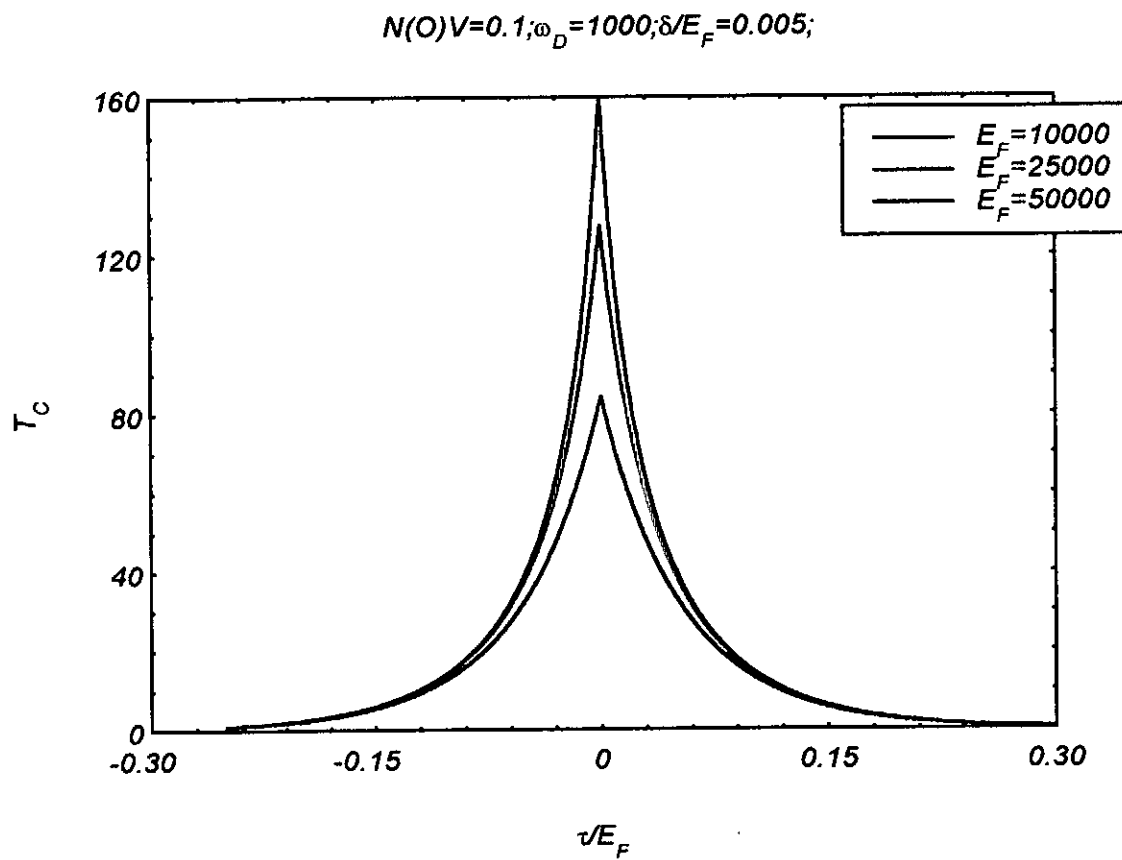
$$N(O)V=0.1; \omega_D=500; \delta/E_F=0.005;$$



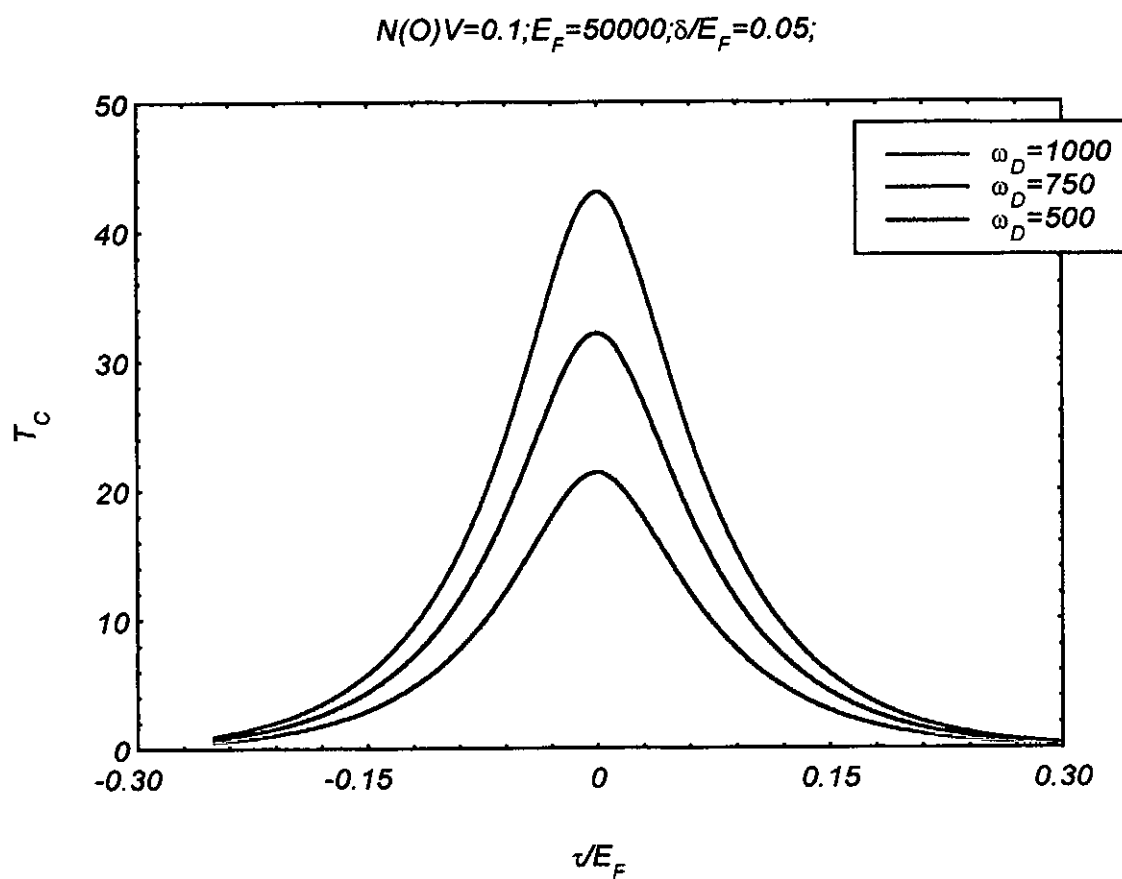
ภาพประกอบ 33 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า E_F



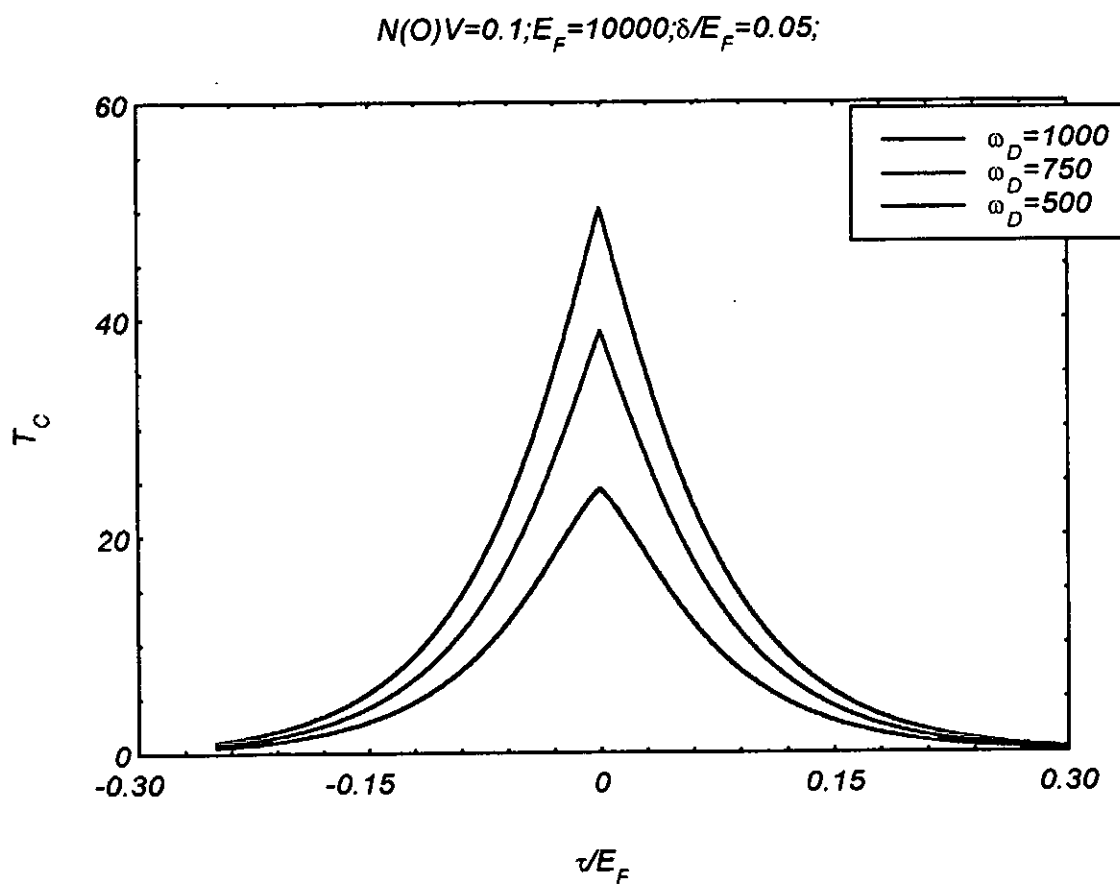
ภาพประกอบ 34 กราฟอุณหภูมิวิกฤติ (T_c) กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า E_F



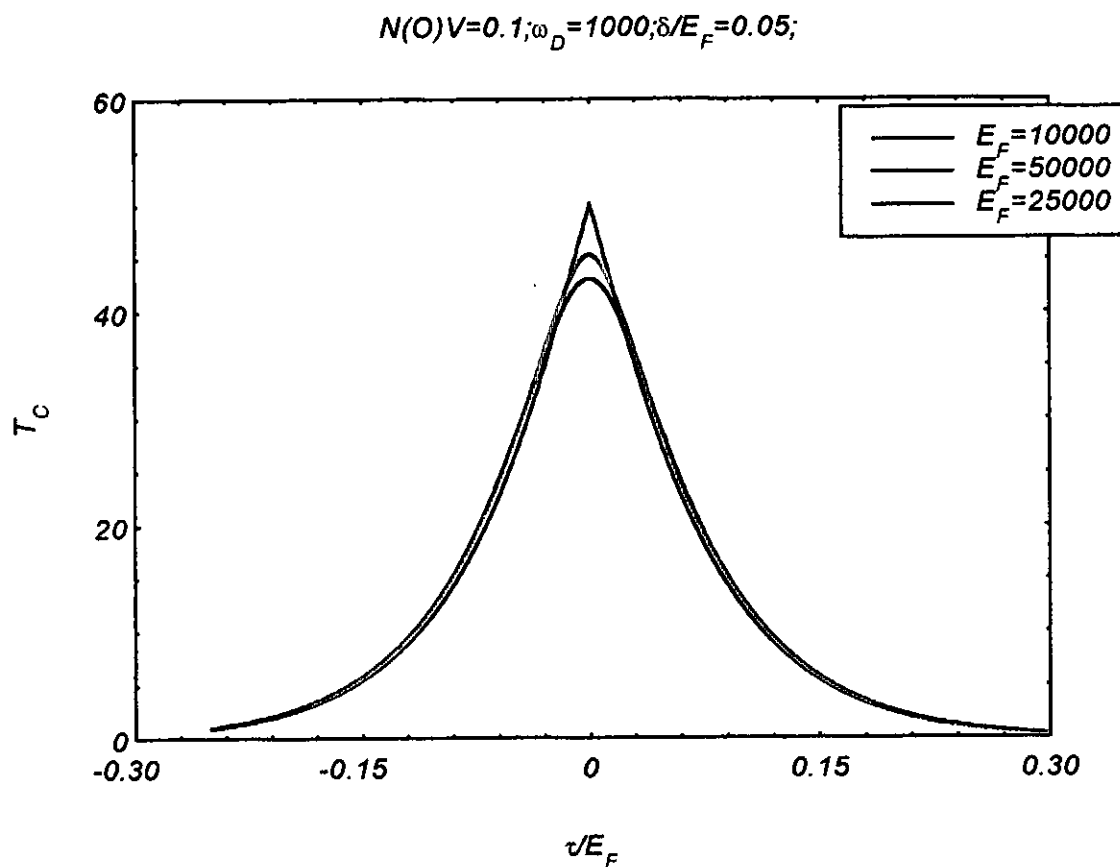
ภาพประกอบ 35 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า E_F



ภาพประกอบ 36 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า ω_D



ภาพประกอบ 37 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า ω_D



ภาพประกอบ 38 กราฟอุณหภูมิวิกฤต(T_c)กับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)โดยการเปลี่ยนค่า E_F

บทที่ 5

บทย่อ สรุปผล และอภิปรายผล

บทย่อ

ความมุ่งหมายของงานวิจัย

งานวิจัยครั้งนี้มีความมุ่งหมายที่จะหาอุณหภูมิวิกฤติ โดยการกำหนดความหนาแน่นสถานะเป็น

$$N = N(O) \ln \left| \frac{[E_F + \delta]}{\sqrt{[E - [E_F + \delta]]^2 + \tau^2}} \right| \quad (5.1)$$

นำความหนาแน่นสถานะแทนในสมการมาตรฐาน BCS เพื่อที่จะหาอุณหภูมิวิกฤติ โดยการเปลี่ยนแปลงพารามิเตอร์ต่างๆคือ

1. ความถี่เดอบาย (ω_D)
2. พลังงานเฟอร์มี (E_F)
3. ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ (τ)
4. ปรับตำแหน่งระดับพลังงานเฟอร์มี (δ)

ผลที่ได้จะเป็นความสัมพันธ์ของ

1. อุณหภูมิวิกฤติ(T_C) กับ ตัวปรับตำแหน่งระดับพลังงานเฟอร์มี (δ)
2. อุณหภูมิวิกฤติ (T_C) กับ ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)

สรุปผลงานวิจัย

ในการคำนวณหาความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติกับความกว้างของความหนาแน่นสถานะ และ อุณหภูมิวิกฤติกับค่าตัวปรับตำแหน่งพลังงานเฟอร์มี (E_F)

โดยวิธีการวิเคราะห์เชิงตัวเลข ของวิธีของนิวตันโคท¹ (Newton Cote formula) ในโปรแกรม Mathematica ได้ผลต่างๆ ดังนี้

- 1.) ความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ (T_C) กับตัวปรับตำแหน่งระดับพลังงานเฟอร์มีดังนี้ เมื่ออัตราส่วนของตัวปรับตำแหน่งพลังงานเฟอร์มีกับพลังงานเฟอร์มีเข้าใกล้ศูนย์จะได้ อุณหภูมิวิกฤติมีค่าสูงสุด ขึ้นอยู่กับพารามิเตอร์ต่างๆดังนี้

1.1) ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ) กำหนดความกว้างของความหนาแน่นสถานะเป็น 5 พลังงานเฟอร์มี(E_F) เป็น 50,000 K และความถี่เดอบายเป็น 1000K จะได้

อุณหภูมิวิกฤติมีค่าสูงสุด คือ 166.67 K แต่พอค่าความกว้างของความหนาแน่นสถานะเป็น 0 และค่าพารามิเตอร์ที่เหลืงคงที่ พบว่าอุณหภูมิวิกฤติจะลดลงเป็น 162.27 K แสดงว่าค่าความกว้างของ ความหนาแน่นสถานะ มีผลไม่มากต่ออุณหภูมิวิกฤติ

1.2.) พลังงานเฟอร์มี(E_F) เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงพลังงานเฟอร์มีเป็น 50,000 K , 25,000 K และ 10,000K เมื่อพารามิเตอร์ตัวที่เหลืงคงที่พบว่าเมื่อพลังงานเฟอร์มีเป็น 50,000 K จะมีอุณหภูมิวิกฤติสูงสุด 166.67 K เมื่อ ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 5 และ กำหนด พลังงานเฟอร์มีเป็น 10,000 K พบว่าอุณหภูมิวิกฤติจะลดลงเป็น 21.22 K เมื่อ ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(T) เป็น 0 แสดงให้เห็นว่าค่าพลังงานเฟอร์มีมีผลอย่างมากต่ออุณหภูมิวิกฤติ

1.3.) ความถี่เดอบาย (ω_D) เมื่อความถี่เดอบายเป็น 1,000K และ พลังงานเฟอร์มีเป็น 50,000K พบว่าอุณหภูมิวิกฤติเป็น 166.67 K และ เมื่อความถี่เดอบายเป็น 500K อุณหภูมิวิกฤติจะเป็น 107 K เมื่อพลังงานเฟอร์มีเป็น 25,000K แสดงว่าค่าความถี่เดอบายมีผลมีผลมากต่ออุณหภูมิวิกฤติ

จากการเปลี่ยน ค่าพารามิเตอร์ทั้ง 3 ค่าพบว่า อุณหภูมิวิกฤติไม่ได้ขึ้น อยู่กับพารามิเตอร์ตัวใดตัวหนึ่งเท่านั้นแต่ขึ้นอยู่กัพารามิเตอร์ทั้ง 3 ค่า ที่มีค่าเหมาะสมกันเท่านั้น

2.) ความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ(T_c) กับอัตราส่วน ของความกว้างของ ความหนาแน่นสถานะ(T) กับพลังงานเฟอร์มี(E_F) มีดังนี้

เมื่ออัตราส่วน ของความกว้างของ ความหนาแน่นสถานะ(T) กับพลังงานเฟอร์มี(E_F) เข้าใกล้ศูนย์จะได้อุณหภูมิวิกฤติมีค่าสูงสุด ขึ้นอยู่กัพารามิเตอร์ต่างๆดังนี้

2.1.) อัตราส่วนตัวปรับตำแหน่งพลังงานเฟอร์มี(δ)กับพลังงานเฟอร์มี(E_F)

มีค่าเป็น 0 และ 0.005 พบว่าอุณหภูมิวิกฤติ จะมีค่าเป็น 160.22K และ 161.67K ตามลำดับ และ เมื่ออัตราส่วนตัวปรับตำแหน่งพลังงานเฟอร์มีเป็น 0.05 อุณหภูมิวิกฤติจะอยู่ในระดับประมาณ 40-50K

แสดงว่าอัตราส่วน ของตัว ปรับตำแหน่งพลังงานเฟอร์มี กับพลังงานเฟอร์มีเมื่อมีค่าน้อยๆ อุณหภูมิวิกฤติจะมีค่ามาก แต่อัตราส่วนของ(δ/E_F) จะต้องมากกว่าศูนย์ในค่าที่เหมาะสม อุณหภูมิวิกฤติถึงจะมีค่ามาก

2.2.) พลังงานเฟอร์มี(E_F) เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงพลังงานเฟอร์มีเป็น 50,000 K 25,000 K และ 10,000 K จากพลังงานเฟอร์มี มีค่ามากที่สุดคือ 50,000 K จะทำให้อุณหภูมิวิกฤติเป็น 160 K ที่ความถี่เดอบายเป็น 1,000K และอุณหภูมิวิกฤติเป็น 45 K เมื่อค่าอัตราส่วนของ

(δ/E_F) เป็น 0.05 แสดงว่าพลังงานเฟอร์มีจะมีผลเฉพาะอัตราส่วนของตัว ปรับตำแหน่งพลังงานเฟอร์มี กับพลังงานเฟอร์มีเมื่อมีค่าน้อยๆ อุณหภูมิวิกฤติจะมีค่ามาก (T_c) แสดงให้เห็นว่าค่าพลังงานเฟอร์มีผลอย่างมากต่ออุณหภูมิวิกฤติ

3.3.) ความถี่เดอบาย (ω_D) จากกราฟความถี่เดอบายเป็น 1,000K และพลังงานเฟอร์มีเป็น 50,000K และอัตราส่วนของตัวปรับตำแหน่งพลังงานเฟอร์มีกับพลังงานเฟอร์มีเป็น 0.005 พบว่าค่าอุณหภูมิวิกฤติจะสูงสุดเป็น 166.67K แสดงว่าความถี่เดอบายจะมีผลต่ออุณหภูมิวิกฤติก็ต่อเมื่อค่าความถี่และพลังงานเฟอร์มีจะต้องมีค่าที่เหมาะสมกันเท่านั้น

จากการเปลี่ยนค่าพารามิเตอร์ทั้ง3 ค่าพบว่า อุณหภูมิวิกฤติไม่ได้ขึ้นอยู่กับพารามิเตอร์ตัวใดตัวหนึ่งเท่านั้นแต่ขึ้นอยู่กับพารามิเตอร์ที่มีค่าเหมาะสมกันเท่านั้น

ผลสรุปที่ได้จะเป็นความสัมพันธ์ของ

1. อุณหภูมิวิกฤติ(T_c) กับ ตัวปรับตำแหน่งระดับพลังงานเฟอร์มี (δ)

ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	ความกว้างของความ หนาแน่นสถานะ(T) เพิ่ม	อุณหภูมิวิกฤติ เพิ่ม
ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) เพิ่ม	ความกว้างของความ หนาแน่นสถานะ(T) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ เพิ่ม
ความถี่เดอบาย (ω_D) เพิ่ม	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	ความกว้างของความ หนาแน่นสถานะ(T) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ เพิ่ม
ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	ความกว้างของความ หนาแน่นสถานะ(T)ลด	อุณหภูมิวิกฤติ ลด
ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) ลด	ความกว้างของความ หนาแน่นสถานะ(T) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ ลด

ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	ความกว้างของความ หนาแน่นสถานะ(τ) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ ลด
---------------------------------------	----------------------------------	---	----------------------

2. อุณหภูมิวิกฤติ (T_C) กับ ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ(τ)

ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	อัตราส่วนของ (δ/E_F) เพิ่ม	อุณหภูมิวิกฤติ เพิ่ม
ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) เพิ่ม	อัตราส่วนของ (δ/E_F) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ เพิ่ม
ความถี่เดอบาย (ω_D) เพิ่ม	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	อัตราส่วนของ (δ/E_F) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ เพิ่ม
ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	อัตราส่วนของ (δ/E_F) ลด	อุณหภูมิวิกฤติ คงที่
ความถี่เดอบาย (ω_D) คงที่	พลังงานเฟอร์มี(E_F) ลด	อัตราส่วนของ (δ/E_F) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ ลด
ความถี่เดอบาย (ω_D) ลด	พลังงานเฟอร์มี(E_F) คงที่	อัตราส่วนของ (δ/E_F) คงที่	อุณหภูมิวิกฤติ ลด

ข้อเสนอแนะ

งานวิจัยนี้ใช้ วิธีการวิเคราะห์เชิงตัวเลข ของวิธีของนิวตันโคท (Newton cote formula) ในโปรแกรม Mathematica และใช้ ความละเอียดของการคำนวณ เป็น 1 ใน 1000 ต่อการแบ่ง 1 ช่วงจุด งานวิจัยนี้มีข้อจำกัด คือ เมื่อต้องใช้ ความละเอียดของการคำนวณ มาก การคำนวณ จะใช้เวลานานและบางทีจะไม่สามารถคำนวณ ต่อไปได้

วิธีแก้ไข

- 1.) ใช้ วิธีการวิเคราะห์เชิงตัวเลขวิธีใหม่
- 2.) ใช้คอมพิวเตอร์ที่มีความเร็วมากกว่าเดิม
- 3.) กำหนดแบบจำลอง ความหนาแน่นสถานะใหม่

บรรณานุกรม

บรรณานุกรม

- Balk, Agrawal et al Physica C. 234 : 29 ; 1994.
- Gama Goicochea, A . Physical Review B. 49 : 6864 ; 1994.
- Getino,J.M. et al. Physical Review B. 48 : 597 ; 1993.
- Tsuei,C.C. . Physica A. 168 : 238 ; 1990.
- Tsuei,C.C et al. Physical Review Letters. 65 : 2724 ; 1990.
- Tsuei,C.C et al . Chinese Journal Of Physics. 31 : 795 ; 1993.
- Penn,D.R. et al. Physical Review B. 46 : 5446 ; 1992.
- Getino,J.M. et al. Physical Review B. 48 : 597 ; 1993.
- Langfeld,K et al . Physical Review B. 48 : 4176 ; 1993 .
- Krishnamurthy,K.R. et al. Physical Review B. 49 : 3520 ; 1994.
- VanHöve, L. Physical Review. 89 : 1189 ; 1953.
- Markiewicz ,R.S. Modern Physics B. 5 : 2037 ; 1991.
- Markiewicz ,R.R. Physica C. 177 : 171 ; 1991.
- Sarkar,Sujit et al. Physical Review B. 49 : 13070 ; 1994.
- Tiefeng et al. Physical Review B -Condensed Matter. 89 : 35 ; 1992.

ภาคผนวก

บทสรุป

1.) วิธีคำนวณหาความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤต (T_c) ตัวและตำแหน่ง singularity (δ) สามารถแก้ปัญหาโดยการเขียนโปรแกรมคอมพิวเตอร์ได้ดังนี้

```

ClearAll[Tc,tt,z,δ,p1,sff,ssf1,tc];
wd=1000;ef=10000;nv=1;xef=0.005;
gt1[y_,tt_]:= NIntegrate[ Log[Abs[(1+xef)/Sqrt[((z/ef)-xef)^2+(tt)^2 ]]]*Tanh
[z/(2*y)]/z , {z,-wd,0},
MinRecursion->5,MaxRecursion->16 ];
gt2[y_,tt_]:= NIntegrate[ Log[Abs[(1+xef)/Sqrt[((z/ef)-xef)^2+(tt)^2 ]]]*Tanh
[z/(2*y)]/z , {z,0,wd},
MinRecursion->5,MaxRecursion->16 ];
f1[y_,tt_]:=gt1[y,tt]+gt2[y,tt]-2/nv;

h=10^-4;b=3;
tc=.08;tt=-0.3;

While[tt<0.5,

While[b>0.00001,
p1=tc;
sff= Re[N[f1[tc,tt],10]];
ssf1=Re[N[f1[tc+h,tt],10]];
tc=tc- sff*h/(ssf1-sff) ;
b=Abs[tc-p1];
];
];

```

```
Print[tt," ",tc];
      tt=tt+0.001
;b=3];
```

เมื่อ XEF = เป็นอัตราส่วนของตัวปรับตำแหน่ง singularity ซึ่งเป็นไปตามพลังงานเฟอร์มีและพลังงาน เฟอร์มี (E_F)

tc= อุณหภูมิวิกฤติ(T_c)

2 วิธีคำนวณหาความสัมพันธ์ของอุณหภูมิวิกฤติ(T_c)ตัวและกับ x (ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ)โดยการเขียนโปรแกรมคอมพิวเตอร์ได้ดังนี้

```
ClearAll[y,t,z,p1,sff,ssf1,tc,x];
```

```
wd=500;ef=25000;nv=0.1;t=10;
```

```
gt1[y_,x_]:= NIntegrate[ Log[Abs[(1+x)/Sqrt[(( z/ef)-x)^2+(t/ef)^2 ]]]*Tanh[z/
(2*y)]/z , {z,-wd,0},
      MinRecursion->5,MaxRecursion->16 ];
```

```
gt2[y_,x_]:= NIntegrate[ Log[Abs[(1+x)/Sqrt[(( z/ef)-x)^2+(t/ef)^2 ]]]*Tanh[z/
(2*y)]/z , {z,0,wd},
      MinRecursion->5,MaxRecursion->16 ];
```

```
f1[y_,x_]:=gt1[y,x]+gt2[y,x]-2/nv;
```

```
h=10^-4;b=3;
```

```
tc=.7;x=-0.2;
```

```
While[x<0.2,
```

```
    While[b>0.00001,
```

```
        p1=tc;
```

```
        sff= Re[N[f1[tc,x],10]];

```

```
        ssf1=Re[N[f1[tc+h,x],10]];

```

```
        tc=tc- sff*h/(ssf1-sff) ;

```

```
        b=Abs[tc-p1];

```

```
    ];

```

```
Print[x," ",tc];

```

```
    x=x+0.001;b=3];

```

เมื่อ x = เป็นอัตราส่วนของ (ความกว้างของความหนาแน่นสถานะ)(τ) และพลังงาน เฟอร์มี(E_F)

หลักการของนิวตันโคท

- 1) กำหนดค่าคงที่ $E_F, \omega_D, \tau, \delta$
- 2) กำหนดสมการ
- 3) กำหนดค่าเริ่มต้น, ความละเอียดที่ยอมรับได้
- 4) กำหนดค่าเริ่มต้นบนแกน x
- 5) กำหนดค่าปลายบนแกน x
- 6) ทดสอบค่าที่ได้ (T_C) มีความละเอียดที่ยอมรับได้หรือไม่
- 7) ถ้ายอมรับได้ ค่าที่ได้คือ (T_C)
- 8) ทดสอบค่าที่ได้มากกว่าค่าปลายบนแกน x หรือไม่
- 9) ถ้าใช่ แสดงค่า (T_C) ทั้งหมด
- 10) ถ้าไม่ใช่ ทำซ้ำ (4)

หลักการของนิวตันโคท

คือการประมาณค่าเพื่อที่จะหาคำตอบโดยใช้วิธี กำหนดค่าประมาณค่า $f(X) = 0$ ประมาณค่าเริ่มต้น X_0 ประมาณค่าโดยใช้ความสัมพันธ์

$$X_{N+1} = X_N - \frac{f(X_N)}{f'(X_N)}$$

X_{N+1} คือ ตัวแปรตัวที่ $N+1$

X_N คือ ตัวแปรตัวที่ N

$f'(x)$ คือ อนุพันธ์ของฟังก์ชัน X

$f(x)$ คือ ฟังก์ชัน X

แทนใน ฟังก์ชัน ถ้า $f(X) = 0$ แล้วจะได้ค่า X คือคำตอบของ ฟังก์ชัน

ประวัติย่อผู้วิจัย

ชื่อ นาย เฉลิมพงศ์ คำวงศ์ษา

เกิดวันที่ 13 กันยายน พุทธศักราช 2509

สถานที่เกิด จังหวัดเชียงใหม่

สถานที่อยู่ปัจจุบัน 124/19 ร้านอุดมลักษณ์ ตำบลมหาชัย อำเภอเมือง จังหวัด
สมุทรสาคร 74000

สถานที่ทำงานปัจจุบัน มหาวิทยาลัยหอการค้าไทย

ประวัติการศึกษา

พ.ศ. 2528	มัธยมศึกษาตอนปลาย	จากโรงเรียนยุพราชวิทยาลัย
พ.ศ. 2532	วท.บ.(วิชาเอกฟิสิกส์)	จากมหาวิทยาลัยเกษตรศาสตร์ บางเขน
พ.ศ. 2540	วท.ม.(วิชาเอกฟิสิกส์)	จากมหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ ประสานมิตร