บทความวิจัย

ผลของศักย์ของสารเจือที่มีต่อความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดี

เกศริน มีมล* และ พงษ์แก้ว อุดมสมุทรหิรัญ

บทคัดย่อ

งานวิจัยชิ้นนี้มีจุดประสงค์เพื่อศึกษาผลของสารเจือที่มีต่อความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีสารเจือ โดยจะใช้ฟังก์ชันกรีน และที เมทริกซ์ ในการคำนวณหาสมการความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสารเจือแบบแม่นตรงและแบบประมาณ ซึ่งได้แสดงผลการคำนวณเชิงตัวเลขด้วย พบว่าศักย์ของการกระเจิงของสารเจือจะมีผลทำให้พีคของความหนาแน่นสถานะที่ $\varepsilon = \Delta(T)$ มีค่าลดลง

คำสำคัญ: ตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีสารเจือ ความหนาแน่นสถานะ

ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ

*ผู้นิพนธ์ประสานงาน, e-mail: kedsarin_meemon@hotmail.com

Effect of Impurities Scattering Potential on Density of States of d-wave Superconductors

Kedsarin Meemon* **and Pongkaew Udomsamuthirun**

ABSTRACT

The purpose of our research is to study the density of states of impure d-wave superconductors. We use the Green's function and T-matrix to derive the exact and approximation equation of density of states at the impurity site. The numerical calculations are shown. We find that the impurities scattering potential decrease the peak of density of states at $\varepsilon = \Delta(T)$.

Keywords: impure d-wave superconductors, density of states

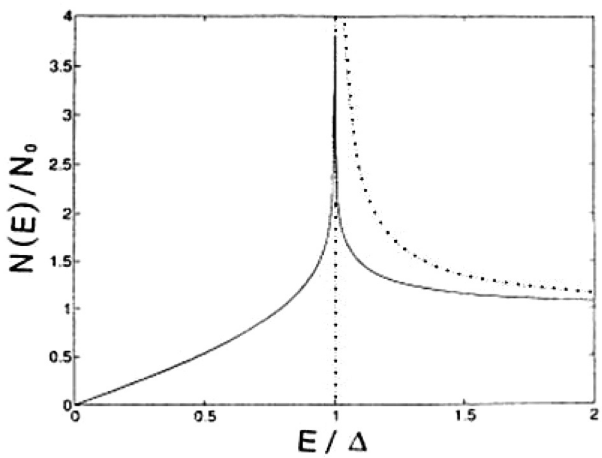
Department of Physics, Faculty of Science, Srinakharinwirot University

*Corresponding author, e-mail: kedsarin_meemon@hotmail.com

บทนำ

ปัจจุบันได้มีการแบ่งประเภทของสารเจือเป็น 2 ประเภท คือ สารเจือประเภทไม่เป็นแม่เหล็ก (non-magnetic impurities) และสารเจือประเภทแม่เหล็ก (magnetic impurities) [1] โดย สารเจือประเภทไม่เป็นแม่เหล็กจะมีโมเมนต์ลัพธ์ของอะตอมหักล้างกันพอดี จึงไม่มีผลเนื่องจากสปิน ดังนั้นเมื่อเติมสารเจือประเภทนี้ลงไปในตัวนำยวดยิ่งจึงไม่มีผลต่ออุณหภูมิวิกฤติของตัวนำยวดยิ่ง เพียงแต่ทำให้มีช่องว่างพลังงานมากขึ้น และสำหรับสารเจือประเภทแม่เหล็กจะมีโมเมนต์แม่เหล็กซึ่งจะมีอันตรกิริยากับสปินของอิเล็กตรอนในคู่คูเปอร์ ทำให้อิเล็กตรอนตัวใดตัวหนึ่งในคู่คูเปอร์กลับทิศของสปินส่งผลให้คู่คูเปอร์ถูกทำลาย และเมื่อจำนวนคู่คูเปอร์ลดลง อุณหภูมิวิกฤติและช่องว่างพลังงานจึงลดลงด้วย

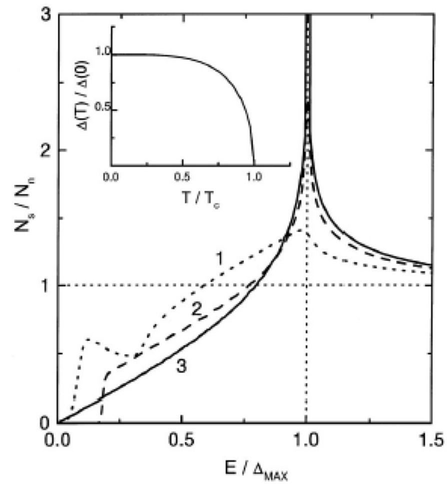
ในปี 1994 Won และ Maki [2] ศึกษาความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดี โดยกำหนดให้ตัวแปรของช่องว่างพลังงาน คือ $\Delta(k) = \Delta\cos 2\theta$ ซึ่งสามารถคำนวณผลเชิงตัวเลขได้ และแสดงความสัมพันธ์ของ $N(E)/N_0$ กับ E/Δ ดังรูปที่ 1



รูปที่ 1 แสดงความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดี (___) และความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นเอส (.......) [2]

พบว่าความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดี จะเกิดพีคที่ $E = \Delta$ และ $N(E)/N_0$ จะเพิ่มแบบเส้นตรง เมื่อ E/Δ มีค่าน้อยๆ

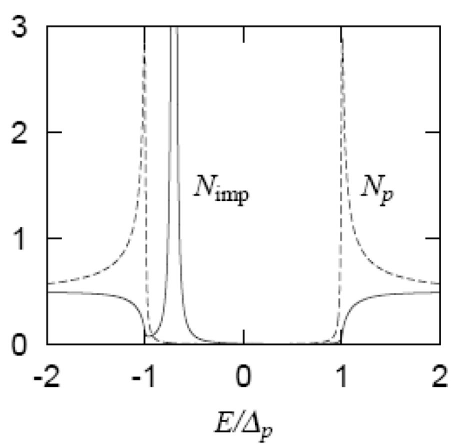
ในปี 2000 Ishida และคณะ [3] ศึกษาความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสปินแบบ Triplet ในตัวนำยวดยิ่ง Sr_2RuO_4 ซึ่งสามารถคำนวณผลเชิงตัวเลขได้ดังรูปที่ 2



รูปที่ 2 แสดงถึงความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสปินแบบ Triplet [3]

จากรูปที่ 2 *หมายเลข 1* เป็นผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลอง Orbital-Dependent Superconductivity (ODS) *หมายเลข 2* เป็นผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลองของมิยาเกะและนาริกิโย (MN) [4] และ*หมายเลข 3* เป็นผลการคำนวณโดยใช้แบบจำลองของช่องว่างพลังงานที่มี Line-node ส่วนภาพเล็ก แสดงถึงการลดลงของช่องว่างพลังงานในสถานะนำยวดยิ่ง, $\Delta(T)/\Delta(0)$ โดยขึ้นกับ T/T_c ซึ่งจากรูปที่ 2 จะพบว่าความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสปินแบบ Triplet จะเกิดพีคที่ $E = \Delta_{\mathrm{MAX}}$ และ N_s/N_n ของหมายเลข 1 จะเพิ่มแบบเส้นตรง เมื่อ $E = \Delta_{\mathrm{MAX}}$ มีค่าน้อยๆ และ N_s/N_n ของหมายเลข 2, 3 จะมีพีคเล็กๆ เมื่อ $E = \Delta_{\mathrm{MAX}}$ มีค่าน้อยๆ

ในปี 2001 Matsumoto [5] ศึกษาความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นพี และความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสารเจือ ซึ่งสามารถคำนวณผลเชิงตัวเลขได้ และแสดงความสัมพันธ์ของ N_{imp} กับ E/Δ_p และ N_p กับ E/Δ_p ดังรูปที่ 3 เมื่อ Δ_p คือ ช่องว่างพลังงานของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นพี



รูปที่ 3 แสดงความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นพี และความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสารเจือ [5]

พบว่าความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นพี จะเกิดพีคที่ $E = \Delta_p$ และความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสารเจือ จะไม่เกิดพีคที่ $E = \Delta_p$ และสารเจือที่สถานะยึดเหนี่ยวจะเพิ่มขึ้น

สำหรับงานวิจัยชิ้นนี้จะทำการศึกษาและทำการคำนวณหาสมการแบบแม่นตรงและแบบประมาณของความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีสารเจือ โดยจะใช้ฟังก์ชันกรีน และที-เมทริกซ์ในการคำนวณ

แบบจำลองและการคำนวณ

จากทฤษฎีของ Bardeen, Cooper และ Schrieffer [6] หรือเรียกสั้นๆ ว่า ทฤษฎี BCS สามารถเขียน ฮามิลโทเนียน (Hamiltonian) ได้ดังนี้

$$H \quad = \quad \sum_{k\sigma} \varepsilon_k C^{+}_{k\sigma} C_{k\sigma} + \sum_{kk'} V_{kk'} C^{+}_{k\uparrow} C^{+}_{-k\downarrow} C_{-k'\downarrow} C_{k'\uparrow} \tag{1}$$

เมื่อ ε_k คือ พลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน $C^{+}_{k\sigma}(C_{k\sigma})$ คือ ตัวดำเนินการสร้าง (ทำลาย) และ $V_{kk'}$ คือ พลังงานศักย์ดึงดูดของอิเล็กตรอนสองตัว ซึ่งจะเรียกอิเล็กตรอนทั้งสองตัวนี้ว่าคู่คูเปอร์ โดยตามทฤษฎี BCS จะกำหนดให้ $V_{kk'} = V_0$

จากฮามิลโทเนียนสามารถคำนวณหาฟังก์ชันกรีนของตัวนำยวดยิ่งที่ไม่มีสารเจือที่ตำแหน่ง r เทียบกับ r' ได้ดังนี้

$$G_0\left(\mathrm{i}\omega_m, r, r'\right) \quad = \quad -\frac{1}{\Omega}\sum_k e^{\mathrm{i}k\cdot(r-r')} \frac{\left(\mathrm{i}\omega_m + \varepsilon_k\tau_3 + \Delta_k\tau_1\right)}{\left(\omega_m^2 + \varepsilon_k^2 + \Delta_k^2\right)} \tag{2}$$

เมื่อ ω_m คือ ความถี่มัตซูบาระ โดย $\omega_m = (2n+1)\pi T$, τ_{i} คือ เมทริกซ์ของเพาลี โดย i = 0, 1, 2, 3 สำหรับตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดี Δ_k คือ ช่องว่างพลังงาน และ $\Delta_k = \Delta(T)\sin 2\theta$ [7] และ Ω คือ ปริมาตรของระบบ

ในการหาฟังก์ชันกรีนของตัวนำยวดยิ่งที่มีสารเจือจะใช้การประมาณแบบที-เมทริกซ์ ซึ่งมีรูปแบบดังนี้

$$G\left(\mathrm{i}\omega_m, r, r'\right) \quad = \quad G_0\left(\mathrm{i}\omega_m, r, r'\right) + G_0\left(\mathrm{i}\omega_m, r, 0\right) U_0\tau_3 \frac{1}{1 - G_0\left(\mathrm{i}\omega_m, 0, 0\right) U_0\tau_3} G_0\left(\mathrm{i}\omega_m, 0, r'\right) \tag{3}$$

เมื่อ $U = U_0\tau_3$ คือ พลังงานศักย์การกระเจิงเนื่องจากสารเจือ

นำสมการ (2) แทนค่าลงในสมการ (3) จะสามารถหาฟังก์ชันกรีนที่มีสารเจือ โดยสารเจืออยู่ที่ตำแหน่ง $r = r' = 0$ ได้ดังนี้

$$G\left(\mathrm{i}\omega_m,0,0\right) = N_0\pi\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m+\Delta_k\tau_1}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)+\frac{1}{1-\left(u_0\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m+\Delta_k\tau_1}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)\tau_3\right)^2}\left[N_0\pi u_0\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m+\Delta_k\tau_1}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)^2\tau_3\right.$$
$$\left.+N_0\pi u_0^2\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m+\Delta_k\tau_1}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)^3\right] \tag{4}$$

และสามารถหาความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่มีสารเจือ ได้จากสมการ

$$N_{\mathrm{imp}}\left(\varepsilon\right) = -\frac{1}{N_0\pi}\mathrm{Im}\left[G_{11}\left(\mathrm{i}\omega_m\rightarrow\varepsilon+\mathrm{i}\delta,0,0\right)\right] \tag{5}$$

แทนค่าสมการฟังก์ชันกรีนโดย

$$G_{11}\left(\mathrm{i}\omega_m,0,0\right) = N_0\pi\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)+\frac{1}{1-\left(u_0\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)\right)^2}\left[N_0\pi u_0\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m+\Delta_k}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)^2\right. \tag{6}$$
$$\left.+N_0\pi u_0^2\left(\frac{\mathrm{i}\omega_m}{\sqrt{\omega_m^2+\Delta_k^2}}\right)^3\right]$$

แล้วจัดรูปจะได้

$$N_{imp}\left(\varepsilon\right) = \frac{N_d\left(\varepsilon\right)}{\left(1+u_0^2N_d^2\left(\varepsilon\right)\right)} \tag{7}$$

เมื่อ $N_d\left(\varepsilon\right) = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2-\Delta_k^2}}$ คือ ความหนาแน่นสถานะที่ได้จากทฤษฎี BCS และ $u_0 = N_0\pi U_0$ และเมื่อพิจารณาสถานะยึดเหนียวของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดี ที่ปรากฏรอบสารเจือ โดยมีที-เมทริกซ์ ดังนี้

$$T^{-1}\left(\mathrm{i}\omega_m\right) = \frac{1}{U_0\tau_3}-G_0\left(\mathrm{i}\omega_m,0,0\right) \tag{8}$$

สถานะยึดเหนี่ยวจะเกิดขึ้นที่ $Det[T^{-1}(\mathrm{i}\omega_m)] = 0$ และสำหรับตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีองค์ประกอบนอกแนวทแยงใน $T^{-1}(\mathrm{i}\omega_m)$ จะเท่ากับศูนย์ ซึ่งจะสามารถหาตำแหน่งพลังงานที่สถานะยึดเหนี่ยวได้ โดยสำหรับสารเจือที่เป็นแม่เหล็กจะได้ $\varepsilon_B = -\mathrm{sgn}\left(u_0\right)\frac{\Delta_k}{\sqrt{1+u_0^2}}$ ดังนั้นถ้าพิจารณา $N_{imp}(\varepsilon)$ ที่ตำแหน่งสถานะยึดเหนี่ยวจะสามารถหาได้จากนิยาม $N_{imp}\left(\varepsilon\right) = \frac{\pi\,\varepsilon_B\left|u_0\right|}{\left(1+u_0^2\right)}$ ซึ่งถ้าแทนค่าจะได้ดังนี้

$$N_{imp}(\varepsilon) = \frac{\pi|u_0|\Delta_k}{\left(1+u_0^2\right)^{3/2}} \tag{9}$$

ดังนั้น $N_{imp}(\varepsilon)$ จะเป็น

$$N_{imp}(\varepsilon) = \frac{N_d(\varepsilon)}{\left(1+u_0^2 N_d^2(\varepsilon)\right)} + \frac{\pi|u_0|\Delta_k}{\left(1+u_0^2\right)^{3/2}} \tag{10}$$

โดย สมการ (10) เป็นความหนาแน่นสถานะเนื่องจากสารเจือ ซึ่งเทอมที่หนึ่งด้านขวามือ คือ ความหนาแน่นสถานะแบบต่อเนื่อง (continuum) และเทอมที่สองด้านขวามือ คือ ความหนาแน่นสถานะในสถานะยึดเหนี่ยว (bound state)

นำสมการ (10) มาหาค่าเฉลี่ยของความหนาแน่นสถานะเนื่องจากสารเจือจะได้

$$\left\langle N_{imp}(\varepsilon)\right\rangle = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \frac{\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2-\Delta^2(T)\sin^2 2\theta}}}{1+u_0^2\left(\dfrac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2-\Delta^2(T)\sin^2 2\theta}}\right)^2} + \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\theta \frac{\pi|u_0|\Delta(T)\sin 2\theta}{\left(1+u_0^2\right)^{3/2}} \tag{11}$$

พิจารณากรณีที่ $u_0 N_d(\varepsilon) >> 1$ ในตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีโครงสร้างแบบ 2 มิติ ซึ่งจากสมการ (10) มีรูปแบบสมการค่าเฉลี่ยของความหนาแน่นสถานะดังนี้

$$\begin{aligned}
\left\langle N_{imp}(\varepsilon)\right\rangle &= \left\langle \frac{1}{u_0^2 N_d(\varepsilon)} - \frac{1}{u_0^4 N_d^3(\varepsilon)} + --- + \frac{\pi|u_0|\Delta_k}{\left(1+u_0^2\right)^{3/2}} \right\rangle \\
&= \frac{1}{2\pi u_0^2}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\theta\sqrt{1-\frac{\Delta^2(T)}{\varepsilon^2}\sin^2 2\theta} - \frac{1}{2\pi u_0^4}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\theta\left(\sqrt{1-\frac{\Delta^2(T)}{\varepsilon^2}\sin^2 2\theta}\right)^3 + \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\theta\frac{\pi|u_0|\Delta(T)\sin 2\theta}{\left(1+u_0^2\right)^{3/2}}
\end{aligned} \tag{12}$$

ในที่สุดจะได้

$$\begin{aligned}
\left\langle N_{imp}(x)\right\rangle &= \frac{2}{\pi u_0^2}\mathrm{E}\left(\frac{1}{x}\right) - \frac{2}{\pi u_0^4}\frac{1}{3}\left[\left(\frac{4x^2-2}{x^2}\right)\mathrm{E}\left(\frac{1}{x}\right) - \left(\frac{x^2-1}{x^2}\right)\mathrm{K}\left(\frac{1}{x}\right)\right] \qquad ; x>1 \\
&= \frac{2}{\pi u_0^2}\frac{1}{x}\left[\mathrm{E}(x) + \left(x^2-1\right)\mathrm{K}(x)\right] \\
&\quad - \frac{2}{\pi u_0^4}\frac{1}{3}\left[\left(\frac{4x^2-2}{x^3}\right)\left(\mathrm{E}(x)+\left(x^2-1\right)\mathrm{K}(x)\right) - \left(\frac{x^2-1}{x}\right)\mathrm{K}(x)\right] \qquad ; x<1
\end{aligned} \tag{13}$$

พิจารณากรณีที่ $u_0 N_d(\varepsilon) << 1$ ในตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีโครงสร้างแบบ 2 มิติ ซึ่งจากสมการ (10) มีรูปแบบสมการค่าเฉลี่ยของความหนาแน่นสถานะดังนี้

$$\left\langle N_{imp}(\varepsilon)\right\rangle = \left\langle N_d(\varepsilon) - u_0^2 N_d^3(\varepsilon) + --- + \frac{\pi|u_0|\,\Delta_k}{\left(1+u_0^2\right)^{3/2}}\right\rangle$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2(T)\sin^2 2\theta}} - \frac{u_0^2}{2\pi}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \frac{\varepsilon^3}{\left(\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2(T)\sin^2 2\theta}\right)^3} + \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \frac{\pi|u_0|\Delta(T)\sin 2\theta}{\left(1+u_0^2\right)^{3/2}} \tag{14}$$

ในที่สุดจะได้

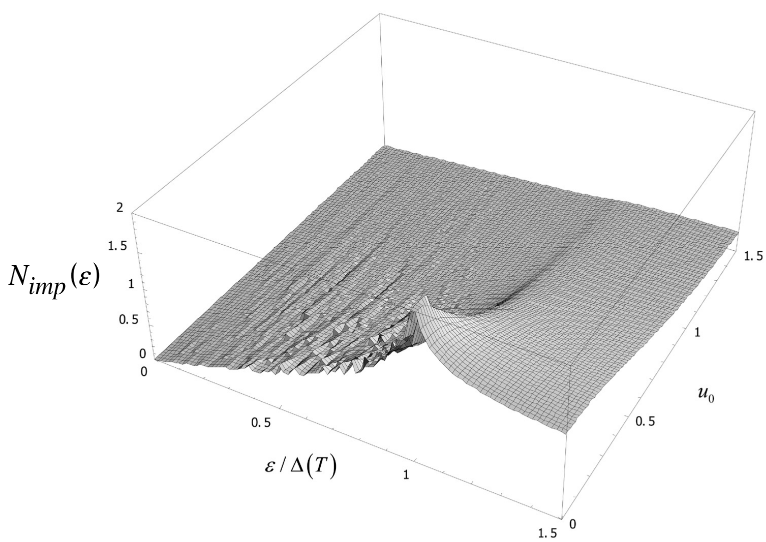
$$\left\langle N_{imp}(x)\right\rangle = \frac{2}{\pi}\mathrm{K}\left(\frac{1}{x}\right) - \frac{2u_0^2}{\pi}\frac{x^2}{x^2-1}\mathrm{E}\left(\frac{1}{x}\right) \qquad ; x > 1$$

$$= \frac{2}{\pi}x\mathrm{K}(x) - \frac{2u_0^2}{\pi}\frac{x}{x^2-1}\left[\mathrm{E}(x) + \left(x^2-1\right)\mathrm{K}(x)\right] \qquad ; x < 1 \tag{15}$$

เมื่อ $x = \varepsilon/\Delta(T)$ และ K(x) คือ ฟังก์ชันอิลลิปติก ชนิดที่ 1 แบบสมบูรณ์ และ E(x) คือ ฟังก์ชันอิลลิปติก ชนิดที่ 2 แบบสมบูรณ์

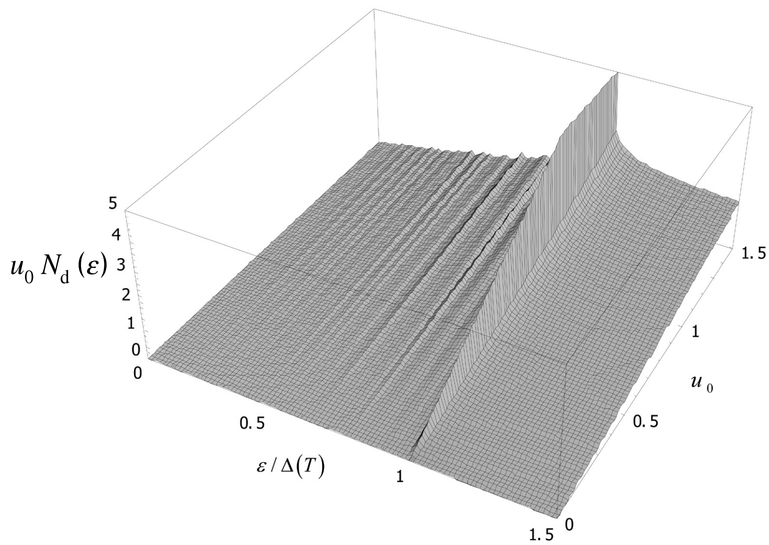
ผลการคำนวณและอภิปราย

นำสมการ (11) มาคำนวณแบบเชิงตัวเลข เพื่อหาความสัมพันธ์ระหว่าง N_{imp} กับ $\varepsilon/\Delta(T)$ และ u_0 จะได้ผลการคำนวณดังรูป



รูปที่ 4 แสดงความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีสารเจือ

จากรูปที่ 4 พบว่าความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีสารเจือ จะเกิดพีคที่ $\varepsilon = \Delta(T)$ เมื่อ u_0 มีค่าน้อยๆ แต่เมื่อ u_0 มีค่าเพิ่มมากขึ้น พีคจะค่อยๆ ลดลงจนไม่ปรากฏพีคของความหนาแน่นสถานะ เมื่อ u_0 มากๆ กล่าวได้ว่าผลการคำนวณที่ $u_0 = 0$ มีความสอดคล้องกับงานวิจัยของ Won และ Maki (1994) [2] และ Ishida และคณะ (2000) [3]



รูปที่ 5 แสดงความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่ได้จากทฤษฎี BCS คูณกับสารเจือ

จากรูปที่ 5 พบว่าความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่ได้จากทฤษฎี BCS ที่มีสารเจือคูณด้วย จะเกิดพีคที่ $\varepsilon = \Delta(T)$ ดังนั้นจึงกล่าวได้ว่าสมการความหนาแน่นสถานะแบบประมาณในกรณีที่ $u_0N_d(\varepsilon) >> 1$ และกรณี $u_0N_d(\varepsilon) << 1$ สามารถเกิดขึ้นได้โดยจะสอดคล้องกับสมการ (13) และสมการ (15)

สรุปผลการคำนวณ

ในงานวิจัยชิ้นนี้ผู้วิจัยได้ทำการศึกษาและทำการคำนวณหาสมการแบบแม่นตรงและแบบประมาณของความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งแบบคลื่นดีที่มีสารเจือ โดยพบว่า ถ้าพลังงานศักย์สารเจือมีค่ามากๆ จะมีผลทำให้ไม่พบพีคของความหนาแน่นสถานะของตัวนำยวดยิ่งที่ตำแหน่ง $\varepsilon = \Delta(T)$ และพบว่าศักย์ของการกระเจิงของสารเจือจะมีผลทำให้พีคของความหนาแน่นสถานะที่ $\varepsilon = \Delta(T)$ มีค่าลดลง

กิตติกรรมประกาศ

งานวิจัยนี้ได้รับทุนสนับสนุนการวิจัยบางส่วนจากทุนสนับสนุนการทำปริญญานิพนธ์สำหรับนิสิตในระดับบัณฑิตศึกษาจากงบประมาณเงินรายได้ของคณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยศรีนครินทรวิโรฒ ประจำปี พ.ศ. 2551

เอกสารอ้างอิง

1. พงษ์แก้ว อุดมสมุทรหิรัญ และ รัตนสุดา สุภดนัยสร. 2550. ผลสารเจือที่มีต่ออุณหภูมิวิกฤตของตัวนำยวดยิ่ง. *วารสารวิทยาศาสตร์ มศว* 23(1): 109-120.
2. Won, H., and Maki, K. 1994. D-Wave Superconductors as a Model of High-T_c Superconductors. *Physical Review B* 49: 1398.
3. Ishida, K., Mukuda, H., Kitaoka, Y., Mao, Z. Q., Mori, Y., and Maeno, Y. 2000. Anisotropic Superconducting Gap in the Spin-Triplet Superconductor Sr_2RuO_4: Evidence from a Ru-NQR Study. *Physical Review Leterst* 84(23): 5387.
4. Miyake, K., and Narikiyo, O. 1999. Model for Unconventional Superconductivity of Sr_2RuO_4: Effect of Impurity Scattering on Time-Reversal Breaking Triplet Pairing with a Tiny Gap. *Physical Review Letters* 83: 1423.
5. Matsumoto, M. 2001. Impurity Site NMR Relaxation in Unconventional Superconductors. *Journal of the Physical Society of Japan* 70(9): 2505-2507.
6. Bardeen, J., Cooper, N., and Schrieffer, J. R. 1959. Theory of Superconductivity. *Physical Review* 108 (5): 1175-1204.
7. Udomsamuthirun, P. 2006. Influence of Impurity on Isotope Coefficient of Superconductors. *Physica C* 449(2): 100-103.

ได้รับบทความวันที่ 3 กรกฎาคม 2551
ยอมรับตีพิมพ์วันที่ 9 กันยายน 2551