

أثر الاستبدال الجزئي لـ CuO بـ KMnO₄ في خصائص الناقل الفائق في الطور (Hg,Tl)-2223

بلقيس حسن مدد⁽¹⁾ و محمد عبد الحفيظ⁽¹⁾ و محمد علي الحجي⁽²⁾

⁽¹⁾ قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة دمشق – سورية

⁽²⁾ قسم العلوم الأساسية – كلية الهندسة المدنية – جامعة دمشق – سورية

تاريخ الإيداع 2011/05/03

قبل للنشر في 2011/08/22

الملخص

تعدُّ المواد فائقة الناقلية التي تحتوي على الزئبق موضوعاً مهماً في البحوث العلمية والتطبيقية، إذ تمتلك هذه المركبات أعلى درجة حرارة تحول T_c من بين النواقل الفائقة جميعها ذات درجات الحرارة الحرجة العالية. سلط في هذا البحث الضوء على المركب $(Hg_x, Tl_{1-x})_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{\delta+6}$ من عائلة مركبات الزئبق 2223 - (Hg, Tl) فدرس الاستبدال الجزئي للزئبق بالتاليوم والاستبدال الجزئي للنحاس ببرمنجنات البوتاسيوم باستخدام تقنية تفاعل الحالة الصلبة في أنابيب كوارتز محكمة الإغلاق تحت الضغط الجوي العادي، وذلك بقصد تقصي أثر هذا الاستبدال في الخواص الكهربائية لهذا المركب، وأثر الحقل المغناطيسي في عرض منطقة الانتقال للناقل الفائق. قمنا بتحضير عينات فائقة الناقلية الكهربائية ذات التركيب $(Hg_{1-x}, Tl_x)_2Ba_2Ca_2(Cu_{1-z}R_z)_3O_{\delta+6}$ إذ $R=KMnO_4$ و $x=0.1$ و $z=0, 0.15, 0.25$. وقيست المقاومة الكهربائية $R(T)$ للعينات كتابع لدرجة الحرارة باستخدام تقنية النقاط الأربع التقليدية في مجال درجات الحرارة 10-300 كلفن. وقد دُرُس عرض منطقة الانتقال DT من قياسات المقاومة الكهربائية وطاقة التنشيط $U(B)$ كتابع للحقل المغناطيسي.

الكلمات المفتاحية: الناقل الفائق، تفاعل الحالة الصلبة، الاستبدال الجزئي، عرض

منطقة الانتقال، طاقة التنشيط.

Effect of partial replacement of CuO by KMnO₄ on superconducting properties in the (Hg,Tl)-2223 phase

B. H. Maded⁽¹⁾; M. Abdulhafiz⁽¹⁾
and M.A. Al-Hajji⁽²⁾

⁽¹⁾Department of Physics-Faculty of Sciences-Damascus University-Syria.

⁽²⁾Department of basic science-faculty of civil engineering- Damascus university -Syria.

Received 03/05/2011

Accepted 22/08/2011

ABSTRACT

Hg-based superconducting compounds are a very important subject for studying the fundamental aspects of the high $-T_c$ superconductivity in layered cuprates. They have high critical temperature. In this work we are focusing on partial replacement of Hg by Tl and of CuO by KMnO₄ by using a solid state reaction technique in a sealed quartz tube under normal pressure. Samples of the type $(\text{Hg}_{1-x}\text{Tl}_x)_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$, where $\text{R}=\text{KMnO}_4$ were prepared; $x=0.1$ and $z=0,0.15,0.25$. The electrical resistivity $R(T)$ was measured as a function of temperature using the conventional DC four probe technique in the temperature range from 10 K to 300 K. The superconducting parameters, such as superconducting transition width ΔT and activation energy $U(B)$ as a function of magnetic field are calculated.

Key words: High $-T_c$ superconductor, Solid-state reaction, Partial replacement, Transition width, Activation energy.

المقدمة

يوصف الناقل الفائق اصطلاحاً بأنه المادة التي تظهر خاصيتين مميزتين: الأولى المقاومة الكهربائية الصفرية، والثانية المغناطيسية المعاكسة التامة (perfect diamagnetism)، عندما تبرّد هذه المادة إلى درجات حرارة أدنى من درجة معينة تدعى درجة الحرارة الحرجة T_c . فعند درجات حرارة أعلى منها فإن المادة تسلك سلوكاً طبيعياً. فعلى سبيل المثال، الرصاص، التانتاليوم، والقصدير تصبح نواقل فائقة عند درجات الحرارة المنخفضة، أمّا النحاس والفضة والذهب التي ناقلتها للتيار الكهربائي أفضل بكثير فلا تتحول إلى نواقل فائقة لكنها نواقل جيدة. في بعض مواد النقل الفائق يكون الحجب المغناطيسي لها ضعيفاً وبعضها يملك مغناطيسية طردية. أمّا في درجة حرارة أدنى من درجة حرارة الانتقال فإنها تظهر ناقلية كهربائية تامة وحجباً مغناطيسياً تاماً أو شبه تام.

إن الحجب المغناطيسي (حالة مايسنر) -الخاصة الثانية- تعني أن مواد النقل الفائق لا تسمح للحقول المغناطيسية -إلى حد ما- باختراقها إلى داخلها، فتعرف النواقل الفائقة التي تلتفّظ التدفق المغناطيسي المطبق عليها بشكل كلي بالنوع الأول من الموصلات الفائقة. وتوجد نواقل فائقة أيضاً -من النوع الثاني- هي نواقل تامة ولكن خواصها المغناطيسية أكثر تعقيداً، إذ إنها تلتفّظ الحقل المغناطيسي بشكل كلي عندما يكون هذا الحقل ضعيفاً، وتلتفّظ بشكل جزئي عندما يكون هذا الحقل قوياً، ففي منطقة الحقول المغناطيسية العالية فإن الحجب المغناطيسي لهذا النوع لا يكون تام وإمّا نوعاً ما يكون مختلطاً [1].

تسمى درجات الحرارة التي يفقد عندها الناقل الفائق مقاومته بدرجة حرارة التحول للناقل الفائق، أو تدعى درجة الحرارة الحرجة T_c . ولتحديد قيمة درجة الحرارة الحرجة للعينة، وكذلك عرض منطقة الانتقال تُدرس تغييرات قيمة المقاومة كتابع لدرجة الحرارة.

إن عائلة مركبات النقل الفائق التي تحتوي على الزئبق والنحاس مع مزيج من الأكاسيد التي لها الشكل $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ ، إذ $n = 1-4$ هي موضوع شيق عند دراسة السمات الأساسية لمركبات الناقل الفائق ذات درجة الحرارة العالية T_c التي تحتوي على طبقات النحاس. ومعروف جيداً بأن هناك عاملين أساسيين يؤثران في درجة حرارة الانتقال T_c في هذه العائلة: العامل الأول هو عدد طبقات النحاس (n) [2,3,4]، والعامل الثاني تركيز الأكسجين الزائد (δ) في طبقات الزئبق [5,6,7]. أمّا مركبات الثاليوم فيمكن أن تقسم إلى مجموعتين: الأولى هي المجموعة التي تحتوي طبقة وحيدة من الثاليوم حيث الصيغة التركيبية لهذه السلسلة تعطى $TlBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ ، إذ $n = 1-5$. أمّا المجموعة الثانية فهي التي تحوي طبقتين من الثاليوم ولها الصيغة $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ ، إذ $n = 1-3$.

فضلاً عن القيم العالية لـ T_c فإنه ينشأ عدم تماثل للمناحي الفراغية ويكون عدم التماثل نتيجة لطبقات البنى البلورية التي يعتقد في الوقت الحالي بأنها عامل أساسي للناقلية الفائقة ذات درجات الحرارة العالية. تتركب هذه الطبقات من صفائح (مستويات) أكسيد النحاس مفصولة عن بعضها بعضاً، وصفائح (مستويات) من أكاسيد مواد أخرى متنوعة أو أكاسيد العناصر النادرة.

في النواقل الفائقة ذات الأساس الزئبقي تكون ذرات الأكسجين شبه غائبة في المستوى Hg-O في التركيب البنيوي ($\delta=0$) التي تؤدي إلى غياب آلية ظهور الثقوب المهمة بالنسبة إلى النحاس. هذه القلة في الانشغال بذرات الأكسجين تجعل مركبات الزئبق في حالة تحت أو دون الإشابة (under-doped) بالثقوب. وبالمقارنة بالنواقل الفائقة التي أساسها الثاليوم، حيث مواضع الأكسجين في مستوى TI-O تكون غالباً مشغولة أو مملوءة. هذا يؤدي إلى أن مركبات الثاليوم تملك حالة فوق الإشابة (over-doped) بالثقوب. لذا فإن استبدال الزئبق بالثاليوم في عائلة مركبات الزئبق تعود إلى انشغال جزئي وضروري لتشكيل ناقل فائق جيد. جرت مؤخراً عدة محاولات لتركيبة النواقل الفائقة ذات الأساس الزئبقي وتثبيتها، وذلك باستبدال الزئبق بالثاليوم [8, 9, 10].

هَدَفَ هذا العمل إلى تحضير عينات ذات التركيب الكيميائي (Hg_{1-x}Tl_x)₂2223 و (Hg_{1-x}Tl_x)₂Ba₂Ca₂(Cu_{1-z}R_z)₃O_{δ+6} ودراسة ناقلتها الفائقة وتحديد ما يطرأ على ناقلتها الفائقة من تغيرات عند إحلال برمنغنات البوتاسيوم في الطبقة CuO₂.

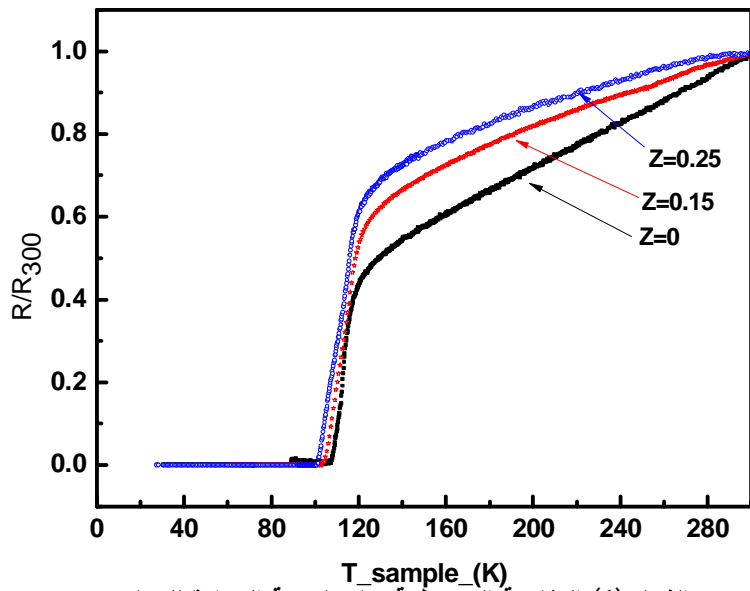
التقنية التجريبية

إن تقنية تحضير النواقل الفائقة التي تعتمد على الزئبق حساسة جداً لعدة عوامل، مثل درجة حرارة التحضير العظمى، المدة الزمنية للتحضير ونسب الخلط للمواد الأولية. وقد حُضِرَت عينات على مجموعتين الأولى (Hg_{1-x}Tl_x)₂Ba₂Ca₂Cu₃O_{δ+6} والمجموعة الثانية (Hg_{1-x}Tl_x)₂Ba₂Ca₂(Cu_{1-z}R_z)₃O_{δ+6} إذ R=KMnO₄ و $x=0.1$ و $z=0, 0.15, 0.25$ باستخدام تقنية تفاعل الحالة الصلبة بخطوة واحدة فقط. استخدمت الكميات المطلوبة من المركبات HgO و Tl₂O₃ و BaO₂ و CaO و CuO و KMnO₄ بنقاوة عالية 99.99% من أجل تحضير العينة المدروسة، ثم مُزجت وطحن في هاون سيراميكي، ونُخلت بمنخل قطر ثقوبه 63µm للحصول على مسحوق ناعم ومتجانس، ومن ثم كبست على شكل قرص قطره 1.4cm وسماكته 0.2cm. ثم لف القرص بصفحة من الفضة ذات سماكة 0.1mm. وذلك لحصر بخار الزئبق والثاليوم اللذين يمكنهما التفاعل مع أنبوب الكوارتز المستخدم في عملية قفل العينات عند الضغط الجوي. وضع أنبوب الكوارتز المغلق الذي له قطر داخلي 1.6cm وطول 15 cm وسماكته 2mm ونقاوة عالية تساوي 99.95%، في أنبوب معدني مصنوع من الفولاذ أحكم إغلاقه وذلك لتجنب أية عملية تخريب للفرن ممكن أن تنشأ عن انفجار أنبوب الكوارتز. سُخِنَت العينة بمعدل 4 درجات/ دقيقة إلى 811 درجة

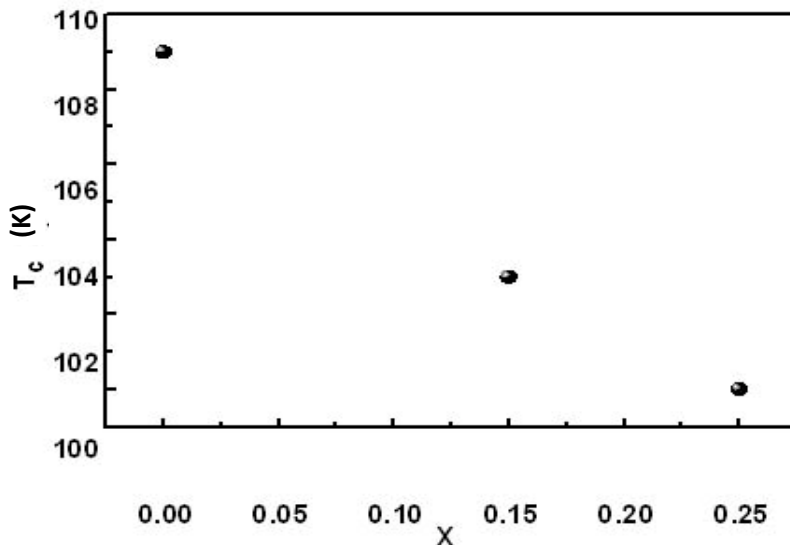
مئوية تُبَيَّن هذه الدرجة مدة ست ساعات بعد ذلك، بُرِدَت العينة بمعدل تبريد 0.5 درجة/ دقيقة. قيست المقاومة الكهربائية للعينات المحضرة وفقاً لطريقة النقاط الأربع. قُطِعَت العينات بأبعاد $2 \times 3 \times 14 \text{ mm}^3$ ثم تُبَيَّن أسلاك من النحاس على سطح العينة باستخدام طلاء الفضة. يمرر تيار شدته 5 mA من منبع تيار رقمي من نوع كيتلي 2400 على العينة ويقاس الكمون الناتج باستخدام مقياس نانوفولت عند قياس المقاومة كتابع لدرجة الحرارة، و تبرد العينة من درجة حرارة الغرفة حتى درجة حرارة 10 كلفن حيث تكون الدقة في درجة الحرارة من رتبة بضعة ميلي كلفن. استخدم نظام تبريد مغلق من إنتاج شركة كريوجينك (Cryogenic) الذي يستخدم غاز الهليوم المضغوط كوسط للتبريد. وتم الحصول على الحقول المغناطيسية المختلفة من نظام توليد الحقل المغناطيسي فائق الناقلية من ليك شور (Lake Shore).

النتائج والمناقشة

لمعرفة أثر استبدال KMnO_4 في خواص الناقل الفائق للعينات المدروسة قيست المقاومة الكهربائية باستخدام تقنية النقاط الأربع التقليدية عند مجال درجات الحرارة من 300 كلفن حتى 10 كلفن، حيث تكون المقاومة عند درجة حرارة الغرفة للعينة $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8}\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ ، عندما $z=0$ مساوية إلى 0.0323Ω وبزيادة نسبة الاستبدال تزيد المقاومة عند درجة حرارة الغرفة لتصل إلى 0.2548Ω للعينة $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8}\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ ، عندما $z=0.25$. ويبيِّن الشكل (1) تغيّر المقاومة كتابع لدرجة الحرارة للعينات $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8}\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ ، إذ $\text{R} = \text{KMnO}_4$ و $z=0, 0.15, 0.25$ وتظهر المقاومة علاقة خطية مع درجة الحرارة في المدى من 300 كلفن حتى نحو 150 كلفن ودون هذه الدرجة يبدأ الانحراف عن السلوك الخطي. ونلاحظ من الشكل والجدول (1) أن درجة الحرارة الصفورية تقل بزيادة نسبة الاستبدال. وكذلك نجد أن درجة حرارة الانتقال (درجة الحرارة التي يفقد عندها الناقل الفائق مقاومته) تقل بزيادة نسبة الاستبدال ويرجع ذلك إلى النقص في عدد حوامل الشحنة (الفجوات) [11].



الشكل (1) المقاومة المستتظمة كتابع لدرجة الحرارة للعينات $Hg_{0.2}Tl_{0.8}Ba_2Ca_2(Cu_{1-z}R_z)_3O_{\delta+6}$ حيث $R=KMnO_4$ و $z=0,0.15,0.25$



الشكل (2) تغير درجة الحرارة الحرجة الصفرية $T_{c \text{ zero}}$ مع محتوى برمنغنات البوتاسيوم للعينات $Hg_{0.2}Tl_{0.8}Ba_2Ca_2(Cu_{1-z}R_z)_3O_{\delta+6}$ حيث $R=KMnO_4$ و $z=0,0.15,0.25$

ويعطي الجدول (1) قيم درجة الحرارة الحرجة الابتدائية T_{onset} ، درجة الحرارة للمقاومة الصفرية $T_{\text{c zero}}$ وعرض منطقة الانتقال $\Delta T = T_{\text{onset}} - T_{\text{c zero}}$ بدلالة تغيّر محتوى برمغنات البوتاسيوم. يظهر الشكل (2) تناقصاً خطياً في T_{c} بإزدياد محتوى برمغنات البوتاسيوم ويمكن أن يعود هذا السلوك إلى تأثير العشوائية وآلية تدمير الأزواج. تنشأ العشوائية بالحالة المغناطيسية الداخلية للأيونات المغناطيسية، وقيمة هذه العشوائية يمكن توصيفها بحجم العزم المغناطيسي الناشئ عن الإثابة.

الجدول (1) قيم درجة الحرارة الحرجة الابتدائية T_{onset} ، درجة الحرارة للمقاومة الصفرية $T_{\text{c zero}}$ وعرض منطقة الانتقال ΔT للعينات $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8}\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ حيث $z=0,0.05,0.15$

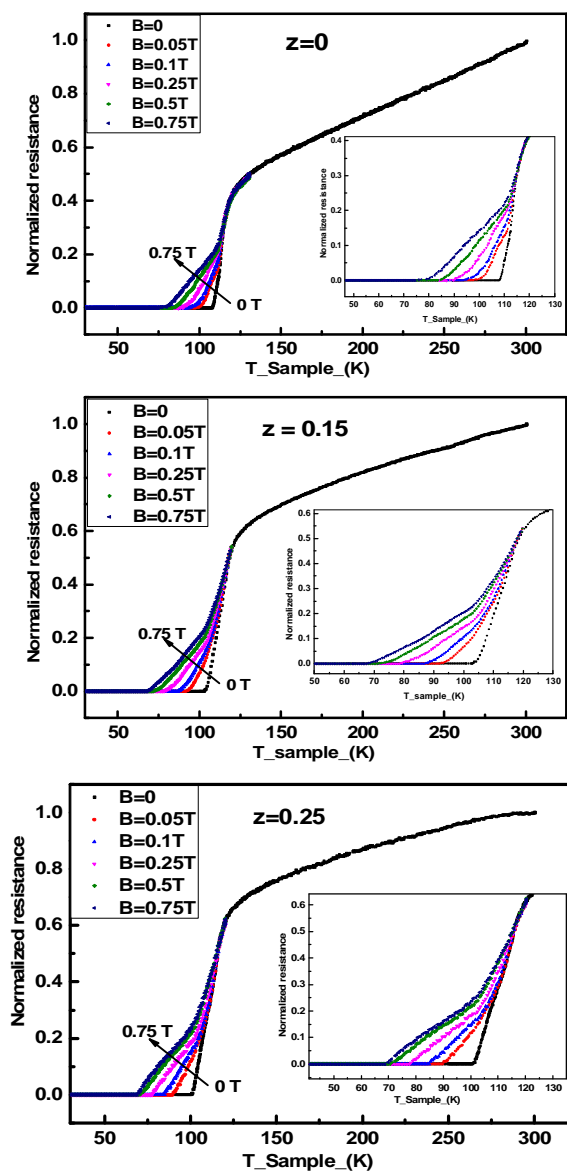
z	0	0.15	0.25
R(300)	0.0323	0.1557	0.2548
T_{onset} (K)	122	120	119
$T_{\text{c zero}}$ (K)	109	103	100
ΔT (K)	13	17	19

يظهر الشكل (3) تغيّر المقاومة المستتظمة في مجال من درجات الحرارة من 120 كلفن حتى 10 كلفن من أجل قيم مختلفة للحقول المغناطيسية المطبقة $B=0.05,0.1,0.25,0.5,0.75\text{T}$ على العينات $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8}\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ ، إذ تمثل R برمغنات البوتاسيوم KMnO_4 وتكون قيم $z=0,0.05,0.15$. تملك المقاومة مع درجة الحرارة منطقتي انتقال في حالة الناقلية الفائقة. تبدأ المنطقة الأولى (المنطقة ذات درجة الحرارة العالية) من الحرارة الحرجة الابتدائية T_{onset} وتظهر تناقصاً سريعاً في المقاومة وتمتد بضع درجات من الحرارة. أما في المنطقة الثانية (المنطقة ذات درجة الحرارة المنخفضة) فإن المقاومة تتناقص فيها بشكل بطيء حتى تصل إلى الصفر عندما تصل الحرارة إلى $T_{\text{c zero}}$. يعتقد بأن هذا السلوك يرجع إلى طول الترابط القصير جداً ($\xi \approx 10\text{\AA}$) وأيضاً البنية الحبيبية للنواقل الفائقة [12].

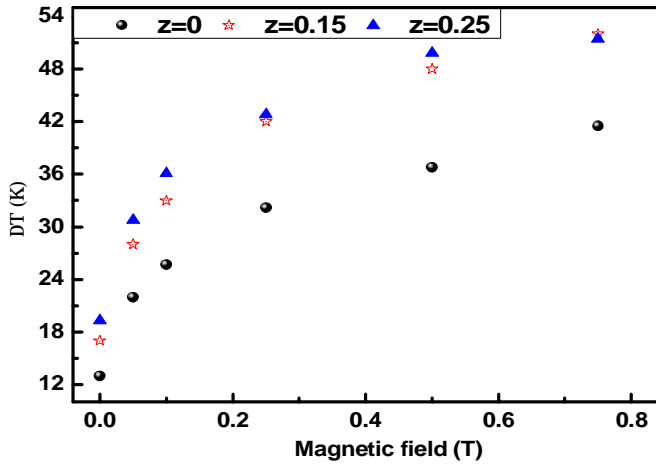
ويعتقد أن الاستبدال الجزئي لموقع CuO_2 بـ KMnO_4 في العينات يقلل عدد الفجوات في النظام. وتعتمد قيمة T_{c} في الناقل الفائق (Hg,Tl)-2223 على كثافة الفجوات الحركية في مستويات CuO_2 [13]. لذا فإن الاستبدال الجزئي للنحاس يؤدي إلى نقصان تكافؤ النحاس، ومن ثم يتوقع نقصان T_{onset} بزيادة محتوى KMnO_4 . أيضاً يدل عرض الانتقال إلى وجود الشوائب وروابط ضعيفة بين حبيبات الناقل الفائق. وبالنسبة إلى القياسات عند حقول مغناطيسية نجد أن $T_{\text{c zero}}$ لكل العينات تقل بزيادة الحقل المغناطيسي. وتلاحظ

زيادة في اتساع عرض انتقال المقاومة بزيادة الحقل المطبق. وربما يرجع ذلك إلى تأثير الحقل المغناطيسي في الارتباط داخل الحبيبات ذاتها (intergranular) في العينات. ويتوقع أن يكون هذا ناتجاً أيضاً عن الزيادة في عدد خطوط التدفق المنتقلة بسبب الحقل المغناطيسي المطبق والروابط الضعيفة بين الحبيبات. إذ يفترض أن الحقل سوف يخترق داخل العينة من حدود الحبيبة التي تحتوي على روابط ضعيفة، ومن ثم تقل الناقلية الفائقة في حدود الحبيبة وتسبب نقصاً في درجة حرارة انتقال المقاومة الصفرية. ويلاحظ أن قيمة T_{onset} في قياسات المقاومة كتابع للحقل المغناطيسي تشير إلى عدم تغير قيمة T_{onset} بوجود الحقل [14]، لكن قيم $T_{c zero}$ تقل بزيادة الحقل المغناطيسي. وترجع آلية التشتت الرئيسية التي تقلل من قيمة $T_{c zero}$ بوجود الحقل المغناطيسي إلى حركة خطوط التدفق المكثمة (fluxons) [15].

بشكل واضح، فإن تأثير الحقل المغناطيسي في العينات المدروسة يكون مختلفاً من عينة إلى أخرى إذ يتناقص هذا التأثير عندما تملك العينة عرض انتقال ضيقاً، وفي معظم الأحيان تملك العينة طوراً وحيداً. إن الناقلية الفائقة لا تحدث عند درجة حرارة محددة، لكن ضمن مدى من درجة الحرارة الحرجة الابتدائية وإلى درجة الحرارة للمقاومة الصفرية. إن عرض هذا المدى ΔT يدعى عرض الانتقال، وهذا يتأثر بالتيار المار ضمن العينة والحقل المغناطيسي المطبق عليها [11]. وواضح من الأشكال أن عرض منطقة الانتقال ΔT يتسع بازدياد الحقل المغناطيسي المطبق. إن عرض منطقة الانتقال للمقاومة بوجود حقل مغناطيسي ضمن مدى من درجات الحرارة تحت T_{onset} يعطي خصائص جلية للنواقل الفائقة ذات T_{onset} العالية ويرجع الاتساع المسبب لتشتت الطاقة إلى زحف التدفق الحراري للدوامات المغناطيسية، وهذا السلوك متوقع وذلك بسبب عدم التماثل الموجود في العينة التي تمنعها من الانتقال الحاد في المقاومة. يبين الشكل (4) عرض منطقة الانتقال كتابع في الحقل المغناطيسي للعينات بالنسب الموضحة على الشكل. ويلاحظ أن عرض الانتقال $\Delta T(B)$ ينقسم إلى منطقتين: الأولى هي المنطقة ذات الحدود المنخفضة، والثانية المنطقة ذات الحدود العالية. في المنطقة الأولى يزداد عرض منطقة الانتقال ازدياداً كبيراً مع ازدياد بسيط للحقل المغناطيسي. ويمكن أن يكون هذا السلوك ناتجاً عن وجود حبيبات ذات نقل فائق ضعيفة. في المنطقة الثانية نلاحظ زيادة في عرض منطقة الانتقال بشكل بطيء مع زيادة كبيرة للحقل المغناطيسي، وهذا يمكن أن يرجع إلى حبيبات ذات نقل فائق قوية.



الشكل (3) المقاومة المستتظمة كتابع لدرجة الحرارة للعينات $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8}\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ إذ $R = \text{KMnO}_4$ عند قيم $z = 0, 0.15, 0.25$ ، وتبين الأشكال الداخلية عرض منطقة الانتقال تحت (120 K) عند حقول مختلفة.



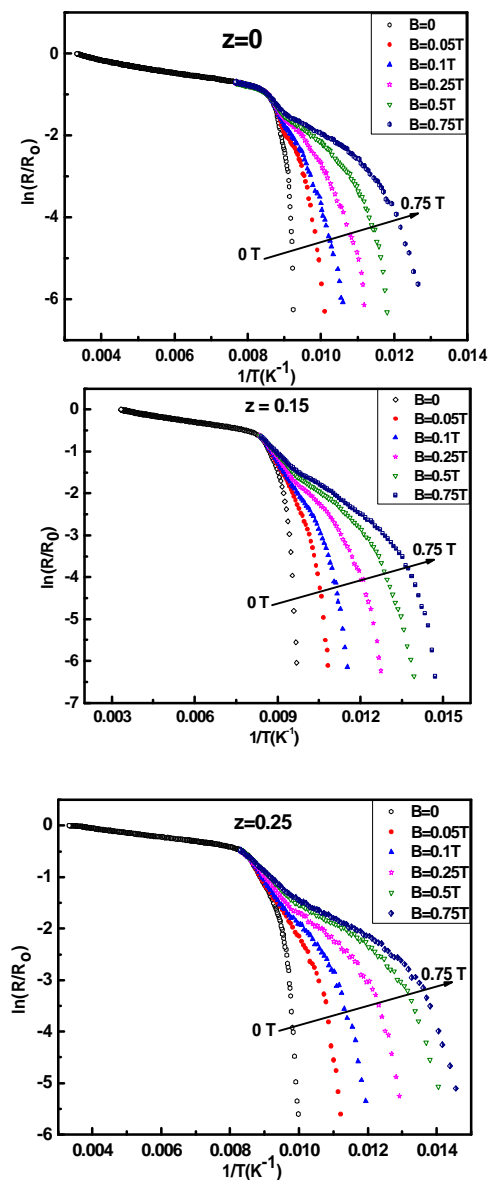
الشكل (4) عرض منطقة الانتقال كتابع للحقل المغناطيسي للعينات Hg_{0.2}Tl_{0.8} Ba₂Ca₂(Cu_{1-z}R_z)₃O_{δ+6} إذ R= KMnO₄ و z = 0, 0.15 ,0.25

نجد في الشكل (3) أن المقاومة في منطقة الانتقال الثانية تعتمد بقوة على الحقل المغناطيسي المطبق وعرض منطقة الانتقال. ويمكن شرح ذلك بتأثير سريان التدفق (flux flow) [16] أو الروابط الضعيفة بين حبيبات الناقل الفائق [17,18].

تعدُّ طاقة التنشيط متغيراً مهماً لوصف حركية التدفق في الحالة المختلطة للنواقل الفائقة ذات T_c العالية [19]. ولحساب طاقة التنشيط كتابع للحقل المغناطيسي وأثر الاستبدال بـ KMnO₄، نستخدم عرض منطقة الانتقال للمقاومة عند حقول مغناطيسية مختلفة ضمن مدى من درجات الحرارة، فالمقاومة الناتجة عن زحف التدفق يمكن وصفها بقانون أرينيوس (Arrhenius) [20]:

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{-U(B)}{k_B T}\right) \quad (1)$$

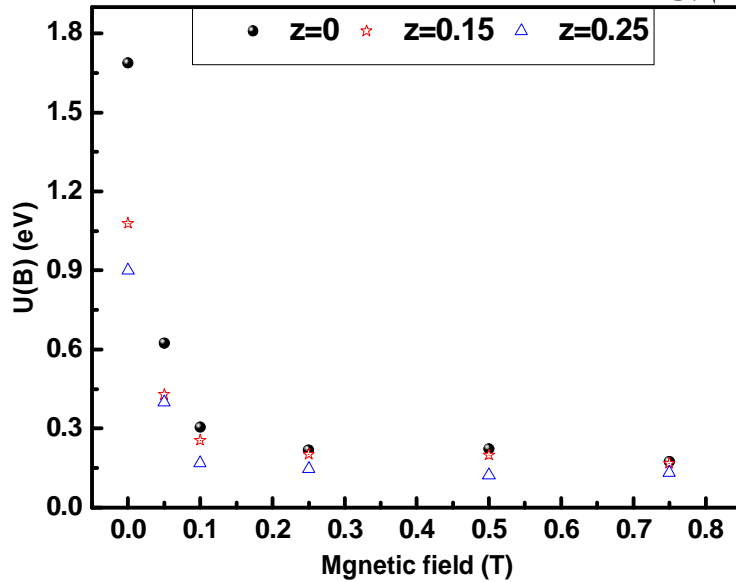
إذ k_B ثابت بولتزمان، وتمثل U(B) طاقة التنشيط للتدفق الواحد، وهي تابعة لدرجة الحرارة والحقل المغناطيسي وتتعلم قيمتها عند T_{onset}، وتمثل R₀ ثابتاً مستقلة عن T و B. ويبيّن الشكل (5) تطبيق المعادلة (1) على المرحلة الثانية للانتقال من تأثير الحقل المغناطيسي الخارجي في المقاومة، إذ يمكن الحصول على طاقة التنشيط U(B) للعينات المدروسة من ميل ln(R/R₀) كتابع لمقلوب درجة الحرارة (T⁻¹) (الأجزاء الخطية للرسم البياني (5)) مضروباً بـ k_B.



الشكل (5) تمثيل معادلة أرهينيوس للوغاريتم المقاومة المستنظمة كتابع لمقلوب درجة الحرارة للعينات $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8}\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ إذ $\text{R} = \text{KMnO}_4$ عند قيم $z = 0, 0.15, 0.25$ عند حقول مختلفة.

بالاستناد إلى نموذج زحف التدفق [21]. فإن حركة التدفق المكممة باتجاه معين ناتج عن التنشيط الحراري وبمساعدة التيار الكهربائي تسبب ضياعاً للطاقة الكهربائية وتولد فرق كمون على طول جريان التيار في الحالة المختلطة.

يظهر الشكل (6) طاقة التنشيط كتابع للحقل المغناطيسي B للعينات من أجل النسب الموضحة بالشكل للعينات المدروسة جميعها. ونلاحظ أن طاقة التنشيط تتناقص تناقصاً كبيراً مع زيادة صغيرة في الحقل المغناطيسي B=0.1T بعد ذلك تتناقص طاقة التنشيط بشكل بطيء مع الاستمرار في زيادة الحقل المغناطيسي B=0.75T. ونلاحظ تناقص طاقة التنشيط للعينات بزيادة محتوى المادة المشوبة، ونلاحظ أن طاقة التنشيط للعينات التي لها عرض انتقال ضيق تكون أكبر من تلك العينات التي لها اتساع في عرض منطقة الانتقال. ويمكن أن يكون هذا عائداً إلى وجود كميات من الشوائب المغناطيسية في العينات، التي تعطي عزوماً مغناطيسية داخلية التي تقضي بدورها على الناقلية الفائقة بشكل أسرع. وجدنا أن العلاقة U(B) كتابع في الحقل المغناطيسي المطبق يمكن مطابقتها بشكل جيد مع العلاقة $U(B) \propto B^{-\beta}$ إن قيم الأس β تعين من ميل الخط المستقيم للوغاريتم الطرفين للعلاقة السابقة للعينات $R = \text{KMnO}_4$ إذ $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8} \text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ و $z=0,0.05,0.15$ وتكون قيم الأس β مساوية إلى 0.41، 0.30 و 0.37 على الترتيب. إذ تشير هذه القيم إلى تابعة حرارية لزحف التدفق.



الشكل (6) طاقة التنشيط كدالة في الحقل المغناطيسي للعينات $\text{Hg}_{0.2}\text{Tl}_{0.8} \text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$

الاستنتاجات

دُرِسَ أثر الاستبدال الجزئي للزئبق بالتاليوم والاستبدال الجزئي لبرمنجنات البوتاسيوم في طور الفائق الناقلية للكهرباء $R = \text{KMnO}_4$ إذ $(\text{Hg}_{1-x}, \text{Ti}_x)_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{R}_z)_3\text{O}_{\delta+6}$ في مواقع النحاس ضمن مجموعتين، حيث حُضِرَت العينات في أنابيب كوارتز محكمة الإقفال مستخدمين تقنية تفاعل الحالة الصلبة بخطوة واحدة. دلت نتائج الإحلال الجزئي لأيونات Cu^{2+} بأيونات KMnO_4 إلى حدوث تغير في قيم كل من $T_{\text{c zero}}$ و T_{onset} ، وكذلك عرض منطقة الانتقال وطاقة التنشيط للعينات المدروسة.

دُرِسَ تأثير المجال المغناطيسي (ابتداءً من 0 إلى 0.75T) في سلوك التحول، وأظهرت النتائج أن المجال المغناطيسي لا يؤثر في المرحلة الأولى من التحول وإنما يؤثر فقط في المرحلة الثانية من التحول، وأن عرض التحول يزداد بزيادة المجال المغناطيسي المطبق. ولوحظ من النتائج أن عرض منطقة التحول قد ازدادت ازدياداً كبيراً من أجل زيادة بسيطة في قيم المجال المغناطيسي وبعد ذلك ازداد عرض منطقة التحول بكميات صغيرة من أجل زيادة كبيرة في قيمة المجال المغناطيسي.

دُرِسَت طاقة التنشيط للدوامات المغناطيسية $U(B)$ كدالة في المجال المغناطيسي، حيث حُسِبَت قيمتها، وذلك بحساب ميل العلاقة:

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = -\frac{U(B)}{k_B T}$$

بعد ذلك جرت مطابقة نتائج طاقة التنشيط للدوامات المغناطيسية كدالة في المجال المغناطيسي باستخدام التناسب $U(B) \propto B^{-\beta}$ وحُسِبَت قيمة الأس (β) من المطابقة.

REFERENCES

- [1] Poole Jr., C.P. Farach, H. A. and Creswick, R. J., 2007. Superconductivity. Second edition. University of South Carolina.
- [2] Capponi, J.J. Kopnin, E.M. Loureiro, S.M. Antipov, E.V. Gautier, E. Chaillout, C. Souletie, B. Brunner, M. Tholence, J.L. and Marezio, M., 1996. High-Pressure Synthesis and Heat-Treatments of the $\text{HgBa}_2\text{Ca}_4\text{Cu}_5\text{O}_{12+\delta}$ and $\text{HgBa}_2\text{Ca}_5\text{Cu}_6\text{O}_{14+\delta}$ phases. *Physica C* 256, pp. 1-7.
- [3] Scott, B.A. Suard, E.Y. Tsuei, C.C. Mitzi, D.B. McGuire, T.R., Chen, B.-H. Walker, D., 1994. Layer dependence of the superconducting transition temperature of $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$. *Physica C* 230, pp. 239-245.
- [4] TANAKA, S., 2006. High-Temperature Superconductivity. *Japanese Journal of Applied Physics*. Vol. 45, No. 12.
- [5] Antipov, E. V. Putilin, S. N. Kopnin, E. M. Capponi, J. J. Chaillout, C. Loureiro, S. M. Marezio, M. and Santoro, A., 1994. Mercury-based Copper Mixed Oxide Superconductors. *Physica C* 235-240, pp.21-24.
- [6] Fukuoka, A. Tokiwa-Yamamoto, A. Itoh, M. Usami, R. Adachi, S. and Tanabe, K., 1997. Dependence of T_c and transport properties on the Cu valence in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2(n+1)+\delta}$ ($n=2,3$) superconductors. *Phys. Rev. B* 55, pp. 6612-6620.
- [7] Lokshin, K. A. Kuzemskaya, I. G. Kulikova, L. F. Antipov, E. V. and Itskevich, E. S., 1997. High pressure synthesis of Hg-1234 and strongly-overdoped Hg-1223 phases. *Physica C* 279, pp. 11-17.
- [8] Thopart, D. Hejtmanek, J. Pelloquin, D. Martin, C. and Maignan, A., 2000. New TlHg-2212 and -2223 superconducting crystals: growth, structures and superconductivity. *Physica C* 336, pp.143–150.
- [9] Kandyel, E. Wu, X.-J. Adachi, S. and Tajima, S., 1999. New Tl-Sr-Ca-Cu-O superconductor with 2223-type structure stabilized by mercury under high-pressure. *Physica C* 328, pp. 44–52.
- [10] Awad, R. Abou-Aly, A.I. Ibrahim, I.H. El-Korek, M. Isber, S. Faraj, A., 2008. Superconducting properties of zinc substitution in Tl-2223 phase. *Journal of Alloys and Compounds* 460, pp.500–506.
- [11] Khosroabadi, H. Daadmehr, V. and Akhavan, M., 2003. Magnetic transport properties and Hall effect in $\text{Gd}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ system. *Physica C* 384, pp. 169–177.
- [12] Tinkham, M., 1988. Resistive Transition of High-Temperature Superconductors. *Phys. Rev. Lett.* 61, pp. 1658-1661.
- [13] Erdem, M. Öztürk, Ö. Yucel, E. Altintas, S.P. Varilci, A. Terzioğlu, C. and Belenli, I., 2011. Effect of Gd addition on the activation energies of Bi-2223 superconductor. *Physica B* 406, pp. 705–709.
- [14] Yadav, C.S. and Paulose, P.L., 2009. Upper critical field, lower critical field and critical current density of $\text{FeTe}_{0.60}\text{Se}_{0.40}$ single crystal. *New J.Phys.* 11, pp.103046

- [15] Bhalla, G. L. Pratima, Amita Malik, and Singh, K.K., 2003. Dissipation mechanism in a high- T_c $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ granular superconductor. *Physica C* 391, pp. 17-24.
- [16] Palstra, T. T. M. Batlogg, B. Schneemeyer, L. F. and Waszczak, J.V., 1988. Thermally Activated Dissipation in $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_2\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Phys. Rev. Lett.* 61, pp. 1662-1665.
- [17] Pop, A. V. Ciurchea, D. Ilonca, G. Harabor, A. and Deltour, R., 1997. Superconducting properties in bulk $(\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4})(\text{Sr}_{1.3}\text{Ba}_{0.2}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y)$ System. 282–287, pp.2365-2366.
- [18] Golubov, A. A. Yu. Kupriyanov, M. and Il'ichev, E., 2004. The current-phase relation in Josephson junctions. *Rev. Mod. Phys.*76, pp.411.
- [19] Liu, S. L. Wu, G. J. Wu, X. B. and Xu, J. Shao, H. M., 2005. The effective activation energy $U_{\text{eff}}(T, B, J)$ in Hg-1223 single phase superconductors. *Solid State Communications* 133, pp. 615–620.
- [20] Ozturk, O. Akdogan, M. Aydin, H. Yilmazlar, M. Terzioglu, C. Belenli, I., 2007. Substitution of Sm at Ca site in $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2-x}\text{Sm}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ superconductors. *Physica B* 399, pp. 94–100.
- [21] Anderson, P. W. and Kim, Y. B., 1964. Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines. *Rev. Mod. Phys.*36, pp. 39-43.