

## اثر آلایش عناصر خاکی نادر سبک در ابررساناهای دمای بالای ۱۲۳

محبوبه میرزاده، پرستو ملکی و محمد اخوان

آزمایشگاه پژوهشی مغناطیس (MRL)، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، تهران

(دریافت مقاله: ۸۵/۳/۲۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۵/۶/۱۹)

### چکیده

نمونه‌های بسبوری  $\text{Gd}(\text{Ba}_{1-x}\text{Nd}_x)\text{Cu}_y\text{O}_{v+\delta}$   $\{\text{Gd}(\text{BaNd})\}_{123}$  و  $\text{Gd}(\text{Ba}_{1-x}\text{La}_x)\text{Cu}_y\text{O}_{v+\delta}$   $\{\text{Gd}(\text{BaLa})\}_{123}$ ،  $\text{Nd}(\text{Ba}_{1-x}\text{Pr}_x)\text{Cu}_y\text{O}_{v+\delta}$   $\{\text{Nd}(\text{BaPr})\}_{123}$  با مقادیر آلایش  $0 \leq x \leq 0.8$  به روش واکنش حالت جامد ساخته شده است. طیفهای XRD ترکیبات ساخته شده نشان می‌دهد که تمامی نمونه‌های  $\{\text{Gd}(\text{BaLa})\}_{123}$  تک فاز ۱۲۳ هستند، اما در ترکیبات  $\{\text{Nd}(\text{BaPr})\}_{123}$  و  $\{\text{Gd}(\text{BaNd})\}_{123}$  وجود ناخالصی به ازای  $x=0.8$  کاملاً مشهود است. حد حل پذیری در نمونه‌های  $\{\text{Gd}(\text{BaNd})\}_{123}$  و  $\{\text{Gd}(\text{BaNd})\}_{123}$  به ترتیب تقریباً برابر با ۱/۱، ۵۵/۰ و ۶/۰ تخمین زده شد. اندازه‌گیری مقاومت الکتریکی نمونه‌ها نشان می‌دهد که افزایش آلایشها باعث کاهش دمای گذار و افزایش مقاومت می‌شود که این تغییرات با آلایش Pr بیشتر از Nd و La است. بررسی حالت هنجار مقاومت الکتریکی نشان می‌دهد که در نمونه‌های عایق سازوکار رسانش ۳D-VRH است. پهن شدگی منحنی مقاومت در حضور میدان مغناطیسی با مدل‌های TAFC و AH بررسی شد. نتایج نشان می‌دهد که انرژی میخکوبی و زوج شدگی پیوندگامهای جوزفسون به صورت رابطه توانی با افزایش میدان کاهش می‌یابد. همچنین این مقادیر با افزایش آلایش کاهش می‌یابند. آلایش Pr در ایجاد مقاومت مغناطیسی مؤثرتر از Nd و La است.

واژه‌های کلیدی: ابررسانای دمای بالای ۱۲۳، آلایش خاکیهای نادر زمین، سازوکار هدایت، دینامیک شار

### ۱. مقدمه

جایشینی نامناسب آن در مقاله‌های مروری مرجع [۲] بررسی شده است. نظریات متعددی برای توجیه خاصیت عایقی  $\text{Pr}_{123}$  مطرح شده است از جمله جایشینی بد Pr در مکان Ba و یا شکست جفت کوپر به دلیل گشتاور مغناطیسی Pr می‌توان نام برد. بر خلاف نظریاتی که در توجیه این استثناء وجود دارد، گروههایی به طور مستقل خاصیت ابررسانایی در این ترکیب را گزارش داده‌اند [۳]. در نتیجه، این سؤال که آیا  $\text{Pr}_{123}$  ترکیبی عایق است یا می‌تواند ابررسانا باشد دوباره مطرح می‌شود. به منظور پاسخ به این سؤال و مقایسه Pr با عناصر دیگر خاکی نادر، اثر جایگزینی این عناصر با گشتاور مغناطیسی و توابع موج متفاوت در مکانهای مختلف در ترکیب ۱۲۳ مورد توجه قرار گرفته است. گزارشات مختلف نشان داده است که یونهای

پس از کشف ابررسانایی در ترکیب  $\text{Y}_{123}$  که منجر به یک جهش بزرگ در دمای گذار شد، مطالعات وسیعی به منظور بررسی اثر جایگزینی عناصر دیگر در مکان Y آغاز شد [۱]. تحقیقات نشان می‌دهد که جایگزینی عناصر خاکی نادر به جای Y در ترکیب  $\text{Y}_{123}$  تأثیر چندانی بر دمای گذار، ساختار و مقاومت حالت هنجار نمی‌گذارد. از میان عناصر خاکی نادر Pr تنها عنصری است که ساختار ۱۲۳ پایدار تشکیل می‌دهد ولی این ساختار ابررسانا نمی‌شود. بررسی این استثناء می‌تواند در فهم سازوکار ابررسانش در ترکیبات ۱۲۳ مؤثر باشد. به همین دلیل جایشینی Pr در ترکیبات ابررسانا در بسیاری از تحقیقات مورد توجه بوده است. نقش Pr در ابررساناهای دمای بالا و

در تولید میدانهای پایدار و بزرگ باعث جذب محققان زیادی به سمت خود شده است. از جمله خواص غیر عادی مشاهده شده، افت چگالی جریان بحرانی نسبت به دما و میدان است. این کاهش به علت مقاومت ویژه معمولی مواد نیست بلکه پدیده‌هایی مانند خزش فعال شده گرمایی شار (TAFC) و یا در دماهای خیلی پایین تونل زنی کوانتمی گردشاره‌هاست. حرکت خطوط شار به صورت پرشهای فعال شده گرمایی از مرزهای میخکوبی حتی در  $J_c < J$  موجب ظهور پدیده خزش شار و در نتیجه اتلاف در سیستم می‌شود.

از آنجا که از بین LRها، Nd هم از نظر شعاع یونی و هم از نظر ممان مغناطیسی شبیه Pr است، بنابراین مقایسه جانشینی Nd در مکان Ba با Pr در مکان Ba می‌تواند مفید بوده و اطلاعات با ارزشی در مورد سازوکار ابررساناهای دمای بالا فراهم کند. همچنین، مقایسه Pr به عنوان یک عنصر مغناطیسی با La با ممان مغناطیسی صفر در مکان Ba می‌تواند اطلاعات مفیدی در رابطه با اثر ممان مغناطیسی در ابررساناهای دمای بالا بدهد. در این تحقیق به منظور بررسی دلایل ارائه شده در توجیه اضمحلال ابررسانش در  $Pr_{1-x}Nd_x$  جایگزینی عناصر La، Nd و Pr در مکان Ba مورد مقایسه قرار گرفته است. همچنین با استفاده از مدل‌های ارائه شده برای سازوکار رسانش، اثر آلایش در تغییر سازوکار غالب رسانش در نمونه‌ها بررسی شده است.

## ۲. روش ساخت و آزمایش

نمونه‌های چند بلوری سرامیکی  $Nd(Ba_{1-x}Pr_x)Cu_3O_{7+\delta}$ ،  $Gd(Ba_{1-x}La_x)Cu_3O_{7+\delta}$  و  $Gd(Ba_{1-x}Nd_x)Cu_3O_{7+\delta}$  با استوکیومتری  $0/8 \leq x \leq 0/5$  به روش استاندارد واکنش حالت جامد از پودرهای اولیه  $Nd_2O_3$ ،  $La_2O_3$ ،  $Gd_2O_3$ ،  $BaCO_3$ ،  $CuO$  و  $Pr_6O_{11}$  با خلوص ۹۹/۹٪ ساخته شدند. مرحله تکلیس نمونه‌ها دو بار، در اتمسفر هوا و در دمای  $840^\circ C$  به مدت ۲۴ ساعت و مرحله کلوخه سازی در  $930^\circ C$  در اتمسفر اکسیژن به مدت ۳۶ ساعت انجام شد. برای اطمینان از جذب اکسیژن، مرحله کاهش دما از  $650^\circ C$  تا  $450^\circ C$  با آهنگ  $1^\circ C/min$  انجام شد. نمونه‌های  $Gd(BaLa)_{1-x}$  و  $Gd(BaNd)_{1-x}$  در دمای

R با شعاعهای برابر و یا بزرگتر از شعاع یون Gd یعنی خاکیهایی نادر سبک (LR) شامل La, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd عموماً می‌توانند در جایگاه Ba قرار گیرند و ترکیب جامد پایدار  $(LR)_{1-x}Ba_xCu_3O_{7+\delta}$  را تشکیل دهند. بنابراین جانشینی این عناصر به ویژه Pr در مکان Ba مورد توجه بسیاری از گروه‌ها قرار گرفته است [۴]. بررسی تغییرات مشاهده شده در خواص ترکیبات ابررسانا با جایگزینیهای متفاوت می‌تواند اطلاعات با ارزشی در مورد سازوکار ابررساناهای دمای بالا فراهم کند.

با توجه به اینکه آلایش مواد ابررسانای دمای بالا منجر به گذار ابررسانا-عایق (SIT) می‌شود [۵]، مطالعه خواص ترابردی فاز بهنجار مواد با غلظتهای مختلف ماده آلاییده می‌تواند اطلاعات مفیدی در مورد سازوکار رسانندگی در این مواد ارائه دهد و رهیافت مناسبی جهت نیل به فهم سازوکار ابررسانایی به حساب آید. در بررسی مقاومت حالت بهنجار ابررساناهای دمای بالا دیده شده که حالت بهنجار این مواد خواص غیر عادی از خود نشان می‌دهد. برای همه ترکیبات اکسید مسی در دماهای بالا وابستگی خطی مقاومت به دما دیده شده است. این رفتار در بهینه مقدار آلایش قابل مشاهده است. به طوری که رفتار مقاومت در YBCO در حالت بهینه مقدار اکسیژن تا  $500 K$  خطی بوده و در دماهای بالاتر به علت از دست دادن اکسیژن این رفتار تغییر می‌کند [۶]. حالت بهنجار ابررساناهای دمای بالا نه دقیقاً مانند یک فلز ساده (رفتار کاملاً خطی) و نه به صورت گاز فرمی (رفتار  $T^2$ ) رفتار می‌کند. مدل‌های مختلفی برای توضیح خواص ترابردی در حالت بهنجار این مواد ارائه شده است، مانند: مدل اندرسون - زو [۷]، رسانش فعال شده گرمایی (thermally activated conduction) [۸]، رفتار نیمرسانا-گونه [۹]، گاف کولنی (Coulomb gap (CG)) و هدایت پرشی با برد متغیر (variable range hopping (VRH)) [۱۰].

ابررسانای دمای بالا نه تنها از نظر بالا بودن دمای گذار مورد توجه خاص بسیاری از محققان قرار گرفته است، بلکه خواص غیر عادی آنها با آلایش و اهمیت آنها از نظر کاربردی

اثر می‌گذارد. بررسی‌های اخیر Xu و همکارانش [۴] در ترکیب  $\text{Eu}(\text{Ba}_{1-x}\text{R}_x)\text{Cu}_2\text{O}_{7+\delta}$  به ازای  $\text{R}=\text{La, Nd, Pr}$  تایید کننده این مطلب است. افزایش مقدار اکسیژن نمونه‌ها در هر سه ترکیب با افزایش مقدار آرایش با توجه به شرایط ختایی بار سلول واحد قابل پیش‌بینی است. جای‌نشینی یک اتم  $\text{R}^{3+}$  به جای اتم  $\text{Ba}^{2+}$  باعث می‌شود که سلول واحد مقدار  $0.5\text{O}^{2-}$  جذب کند تا ختایی بماند. به طوری که مقدار اکسیژن به ازای  $0.1$  آرایش عنصر سه ظرفیتی در مکان اتم دو ظرفیتی باید به اندازه  $0.05$  افزایش یابد. این مقدار اکسیژن اضافه در ساختار  $123$  در مکان  $\text{O}(5)$  قرار می‌گیرد و باعث گذار ارتورمبیک به تتراگونال می‌شود.

به منظور بررسی ساختار نمونه‌ها و اطمینان از تشکیل ساختار مورد نظر طیف XRD نمونه‌ها اندازه‌گیری شد. شکل (۱) طیف XRD برای تعدادی از نمونه‌ها را نشان می‌دهد. طیف XRD نمونه‌های  $123(\text{BaNd})$  و  $123(\text{BaPr})$  نشان می‌دهد که به ازای تمامی مقادیر آرایش  $0.8 \geq x \geq 0.0$  ساختار  $123$  تشکیل شده و فاز  $123$  فاز غالب در نمونه‌هاست، اما در ترکیب‌های  $123(\text{BaNd})$  و  $123(\text{BaPr})$  به ازای مقادیر آرایش  $0.5 \geq x \geq 0.0$  ترکیب تک فاز  $123$  است و در نمونه‌های با مقدار آرایش بیشتر، فاز ناخالصی وجود دارد و ترکیب تک فاز نیست. در ترکیب  $123(\text{BaNd})$  به ازای  $0.1$  و  $0.0$ ، قله موجود در زاویه  $47^\circ$  به صورت دوتایی است و در  $0.2 > x$ ، دو قله با هم ادغام شده‌اند. وجود قله‌های دوتایی مربوط به صفحات  $(020)$  و  $(200)$  در زاویه  $47^\circ$  نشان‌دهنده ساختار ارتورمبیک است. بنابراین به ازای  $0.2 \leq x$  ساختار نمونه‌ها به صورت  $123$  ارتورمبیک و به ازای  $x > 0.2$  ساختار تتراگونال  $123$  است. در ترکیب  $123(\text{BaPr})$  ارتورمبیسیتی نسبت به دو ترکیب دیگر کمتر است. با وارد کردن مقدار  $0.8$  آرایش La در ترکیب  $123(\text{BaNd})$ ، ناخالصی خاصی مشهود نیست و ساختار در این نمونه هم  $123$  تک فاز است، بنابراین در ترکیب  $123(\text{BaNd})$  حد حل‌پذیری (solubility limit) برای La بیشتر از مقدار  $0.8$  است. حد حل‌پذیری مقدار حدی آرایش است که به ازای آن فاز ناخالصی در ترکیب ظاهر می‌شود و دیگر نمونه تک فاز نیست. به عبارت دیگر به ازای

$55^\circ\text{C}$  به مدت یک ساعت و نمونه‌های  $123(\text{BaPr})$  در هر یک از دماهای ثابت  $55^\circ\text{C}$ ،  $60^\circ\text{C}$  و  $50^\circ\text{C}$  به مدت یک ساعت نگه داشته شد. به منظور بهینه کردن کیفیت نمونه‌ها، آزمایش‌هایی برای دستیابی به شرایط بهینه ساخت انجام شد [۱۱]. مقدار اکسیژن نمونه‌ها با روش یدومتری با دقت  $\pm 0.01$  اندازه‌گیری شده است. به منظور اطمینان از نتایج به دست آمده، عملیات یدومتری چندین مرتبه (۲-۳ بار) برای هر نمونه تکرار شد. طیف پرتو X نمونه‌ها با دستگاه طیف سنجی فیلیپس مدل PW3710 به روش پودری با تابش  $\text{CuK}\alpha$  ( $\lambda = 1.54056 \text{ \AA}$ ) با گام زمانی  $0.02$  درجه در بازه  $120^\circ \leq 2\theta \leq 5^\circ$  و در دمای اتاق اندازه‌گیری شد. مقاومت الکتریکی نمونه‌ها در محدوده دمای اتاق تا  $20 \text{ K}$  با روش چهار میله‌ای و با استفاده از یک تقویت کننده قفل‌اندازه‌گیری شد. در اندازه‌گیری مقاومت الکتریکی نمونه‌ها از جریان متناوب  $5 \text{ mA}$  و فرکانس  $33 \text{ Hz}$  استفاده شده است. این جریان بسیار کوچکتر از جریان بحرانی نمونه‌ها انتخاب شده است تا تغییری در ناحیه گذار ایجاد نکند. همچنین دما با استفاده از یک کنترل کننده Lake Shore ۳۳۰ و ترمومتر  $\text{Pt-}100$  اندازه‌گیری و با دقت  $\pm 10 \text{ mK}$  کنترل شد.

### ۳. نتایج

#### ۳.۱. خواص ساختاری

مقدار اکسیژن با افزایش آرایش از  $x=0.0$  تا  $x=0.8$  در ترکیب  $123(\text{BaNd})$  از  $6/98$  تا  $7/4$  و برای  $123(\text{BaNd})$  از  $6/98$  تا  $7/34$  افزایش می‌یابد. همچنین برای نمونه‌های  $123(\text{BaPr})$  به ازای  $x=0.0$  تا  $x=0.6$  مقدار اکسیژن از  $6/88$  تا  $7/17$  زیاد می‌شود. افزایش میزان اکسیژن در ترکیبات  $123(\text{BaPr})$  با افزایش میزان آرایش [۱۲] Pr یکی از وجوه تمایز آنها با ترکیبات  $123(\text{RPr})$  [۱۳] است که می‌تواند تأییدی بر جای‌نشینی Ba باشد. نتایج اندازه‌گیری‌ها حاکی از آن است که جای‌نشینی عناصر خاکی نادر  $3+$  ظرفیتی مانند La و Nd در مکان Ba، منجر به رفتار مشابهی برای اکسیژن شده است. بنابراین به نظر می‌رسد Pr در مکان Ba، شبیه سایر یونهای  $3+$  ظرفیتی، بر ساختار نمونه

۱۲۳Nd(BaPr) به ازای  $x=0/8$  چندین قله ناخالصی به خصوص در زوایای بین  $29^{\circ}$ – $32^{\circ}$  درجه دیده می شود (شکل ۱). به علاوه تغییراتی در قله های دیگر نیز ایجاد شده است که نشان می دهد مقدار آلیس در این نمونه ها بیشتر از حد حل پذیری است. در ترکیب ۱۲۳Nd(BaNd) حد حل پذیری بزرگتر از  $0/6$  گزارش شده و به ازای  $x \leq 0/6$  ساختار ۱۲۳ تک فاز است [۱۹ و ۲۰]. همچنین حد حل پذیری در ترکیب ۱۲۳Gd(BaPr) برابر با مقدار  $0/6$  گزارش شده است [۲۱]. با محاسبه فاکتور تلورنس به ازای مقدار بحرانی حد حل پذیری در این ترکیبات می توانیم مقدار آلیس بحرانی حد حل پذیری در ترکیب ۱۲۳Gd(BaNd) و ۱۲۳Nd(BaPr) را به دست آوریم. در ترکیب ۱۲۳Gd(BaPr) فاکتور تلورنس بحرانی برابر با  $t_e=0/8529$  و در ترکیب ۱۲۳Nd(BaNd)،  $t_e=0/8543$  است. با توجه به این مقادیر، می توان تخمین زد که مقدار بحرانی حد حل پذیری آلیس در ترکیب ۱۲۳Gd(BaNd) و ۱۲۳Nd(BaPr) به ترتیب تقریباً برابر  $0/55$  و  $0/6$  است. نکته جالب این است که در نمونه های با مقدار آلیس بزرگتر از  $0/6$  در این دو ترکیب افزایش مقاومت الکتریکی با کاهش دما بسیار شدیدتر از نمونه های با مقدار آلیس کمتر است. به نظر می رسد مقدار آلیس بالاتر از حد حل پذیری باعث ایجاد مقاومت بزرگتر مخصوصاً در دماهای پایین می شود [۲۲].

برای تعیین مشخصات ساختاری نمونه ها از جمله پارامترهای شبکه، طیف XRD آنها به روش ریتولد با نرم افزار DBW۳/۲S-PC-۹۲۰۷ ظریف سازی کردیم. نتایج نشان می دهد که پارامتر  $a$  و  $c$  با افزایش آلیس کاهش می یابد و پارامتر  $b$  افزایش می یابد. مقایسه پارامترهای شبکه در ساختار ۱۲۳Gd با جانشینهای La و Nd و Pr [۲۱] نشان می دهد در تمامی این ترکیبات به ازای  $x \geq 0/3$  ساختار تتراگونال و  $a=b$  است. جزئیات ساختار شبکه در ترکیبهای ۱۲۳Gd(BaLa) و ۱۲۳Gd(BaNd) در مراجع [۲۳ و ۲۴] آورده شده است. برون یابی روند تغییرات دو پارامتر  $a$  و  $b$  نشان می دهد که در ترکیب ۱۲۳Gd(BaLa) گذار ارتورمبیک به تتراگونال (O-T) در  $x \approx 0/22$  رخ می دهد. در حالی که، این گذار در ترکیب

مقادیر بیشتر از حد حل پذیری، مقدار آلیس وارد شده در ترکیب ۱۲۳ قرار نمی گیرد و به صورت فاز ناخالصی ظاهر می شود. حد حل پذیری در ترکیب ۱۲۳R(BaR') را می توان با استفاده از رابطه حد حل پذیری در ساختار پروسکایت [۱۴] به صورت زیر به دست آورد:

$$t = \frac{r_R/3 + (2-x)r_{Ba}/3 + xr_{R'}/3 + r_O}{\sqrt{2}(r_{Cu} + r_O)} \quad (1)$$

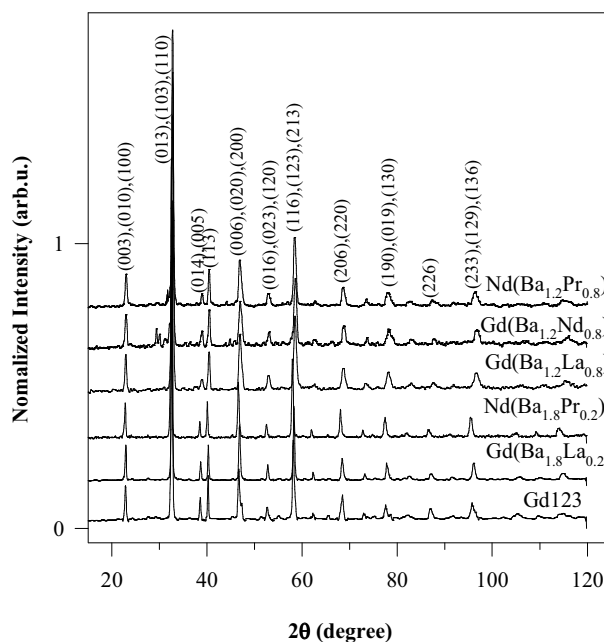
$r_O$ ،  $r_{Cu}$ ،  $r_{Ba}$ ،  $r_{R'}$ ،  $r_R$  ترتیب در مکانهای O و Cu، Ba، R'، R در ترکیب ۱۲۳R(BaR') با افزایش آلیس فاز ناخالصی از نوع  $K_2NiF_6$  به ازای  $x > x_c^{solubility}$  گزارش شده است [۱۵]. در مراجع [۱۷ و ۱۶] فاکتور تلورنس بحرانی ( $t_c$ ) (فاکتور تلورنس به ازای مقدار آلیس بحرانی حد حل پذیری) در ترکیبهای ۱۲۳R و ۱۲۳R(BaR') برای برخی اتمهای R محاسبه شده و گزارش شده است که مقدار محاسباتی عامل تلورنس بحرانی با مقادیر تجربی حد حل پذیری همخوانی دارد. در ترکیبات ۱۲۳R(BaR') حد حل پذیری به شعاع یونی R' بستگی دارد، اتم R' با شعاع بزرگتر حد حل پذیری بزرگتر دارد. مقدار حد حل پذیری علاوه بر مشخصات یونی اتمها به روش ساخت نیز بستگی دارد. بنابراین می توان حد حل پذیری ترکیبات مختلف را با استفاده از عامل تلورنس بحرانی برای ترکیبات مشابه که با روشی مشابه ساخته شده اند به دست آورد. Cava و همکارانش ترکیب کلوخه ای ۱۲۳Y(BaLa) را به ازای  $x \leq 1/0$  به صورت تک فاز ساختند و حد حل پذیری در این ترکیب را بیشتر از مقدار ۱ گزارش داده اند [۱۸]. عامل تلورنس بحرانی در این ترکیب به ازای  $x=1/0$  برابر است با  $t_c=0/8329$ . برای محاسبه این مقدار و همچنین مقادیر محاسبه شده در مراجع [۱۷ و ۱۶] مقدار شعاع یونی اتمها از مرجع [۱۶] استخراج شده اند. به دلیل تشابه ترکیب ۱۲۳Y(BaLa) با ترکیب مورد مطالعه ۱۲۳Gd(BaLa) می توان از عامل تلورنس بحرانی در ترکیب ۱۲۳Y(BaLa) برای تخمین حد حل پذیری در ترکیب ۱۲۳Gd(BaLa) استفاده کرد. بنابراین مقدار تخمینی حد حل پذیری در ترکیب ۱۲۳Gd(BaLa) برابر است با  $x_c^{solubility}=1/14$  و در طیفهای XRD برای ترکیبات ۱۲۳Gd(BaNd) و

$\text{Nd}(\text{Ba}_{1-x}\text{Pr}_x)\text{Cu}_3\text{O}_{7+\delta}$  و  $\text{Gd}(\text{Ba}_{1-x}\text{Nd}_x)\text{Cu}_3\text{O}_{7+\delta}$  به ازای مقادیر مختلف آرایش در بازه  $0 \leq x \leq 0.5$  نشان می‌دهند. همان طور که مشاهده می‌شود، در تمامی ترکیبات افزایش آرایش باعث افزایش مقاومت حالت بهنجار، کاهش دمای گذار ابررسانایی ( $T_c$ ) و همچنین افزایش پهن شدگی ناحیه گذار ( $\Delta T_c$ ) می‌شود. افزایش پهنای گذار با افزایش آرایش به بی نظمی ایجاد شده در ساختار شبکه مربوط می‌شود. در ضمن، ممکن است ناهمگنی نمونه‌ها، به دلیل توزیع ناهمگن آرایش و اکسیژن و یا وجود دو فاز ارتورمبیک و تتراگونال، باعث پهنای گذار شود.

شکل ۲ مقاومت الکتریکی نمونه‌های  $\text{Nd}(\text{BaPr})_{123}$  را بر حسب دما نشان می‌دهد. در ترکیب  $\text{Nd}(\text{BaPr})_{123}$  در فاز بهنجار شیب مقاومت ویژه ( $dp/dT$ ) با افزایش  $x$  کاهش می‌یابد. نمونه‌های تا  $x=0.15$  در محدوده دمای اتاق، شیب فلزی دارند ( $dp/dT > 0$ ) و به ازای  $x \geq 0.15$  شیب عایق گونه است ( $dp/dT < 0$ ). این تغییر علامت در شیب منحنی  $\rho(T)$  در محدوده دمای اتاق نشان دهنده گذار فلز-عایق (MIT) است. مشخص شده است که آرایش در بسیاری از سیستم‌های ابررسانای دمای بالا یک گذار MIT ایجاد می‌کند [۲۵].

در ترکیب  $\text{Nd}(\text{BaPr})_{123}$  نمونه‌های با  $x=0$  تا  $x=0.2$  دارای گذار ابررسانایی هستند، در صورتی که نمونه‌های  $x \geq 0.3$  تا دمایی در حدود  $20\text{K}$ ، بدون هیچ گونه گذار ابررسانایی، رفتار عایق گونه از خود نشان می‌دهند. با افزایش مقدار آرایش Pr، در نزدیکی  $x=0.3$  گذار ابررسانا-عایق (SIT) اتفاق می‌افتد، که در توافق با مرجع [۲۶] است. مقایسه مقادیر  $x_c^{\text{MIT}}$  و  $x_c^{\text{SIT}}$  در نمونه‌های  $\text{Nd}(\text{BaPr})_{123}$  با سایر ترکیبات  $\text{R}(\text{BaPr})_{123}$ ، ترکیباتی که R آنها اتمهای خاکی نادر سنگین با اوربیتال 4f تقریباً پر است، به طور مثال  $\text{Tm}(\text{BaPr})_{123}$  با  $x_c^{\text{MIT}}=0.45$  و  $x_c^{\text{SIT}}=0.3$  [۲۷]، نشان از وابستگی اضمحلال ابررسانایی به شعاع یونی دارد. چنین وابستگی در ترکیباتی که Pr جایگزین R شده است ( $\text{RPr}_{123}$ ) نیز مشاهده شده است [۲۸].

در ترکیب  $\text{Gd}(\text{BaLa})_{123}$  با افزایش آرایش La مقاومت ویژه نمونه در هر دمایی افزایش می‌یابد و شیب منحنی مقاومت

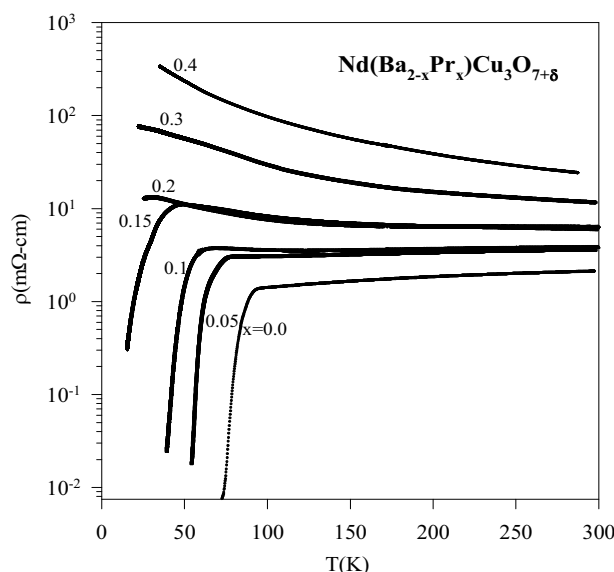
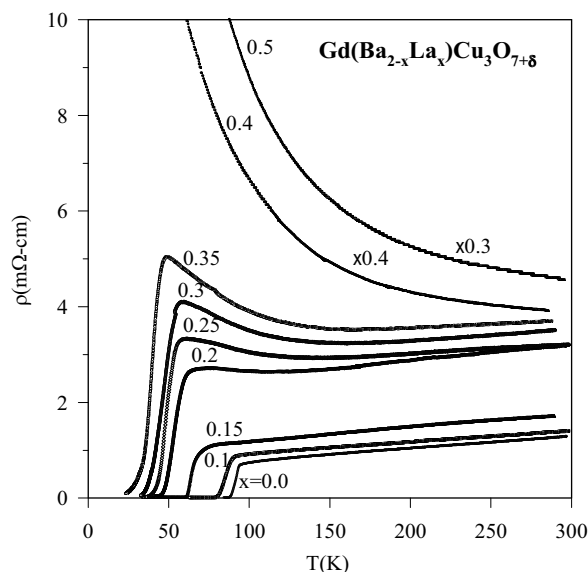


شکل ۱. طیف XRD نمونه‌های با آرایش La و Nd و Pr.

$\text{Gd}(\text{BaPr})_{123}$  در  $0.2$  و در ترکیب  $\text{Gd}(\text{BaNa})_{123}$  در مقداری کوچکتر از  $0.2$  (تقریباً  $0.18$ ) رخ می‌دهد. بنابراین جاینشینی یون کوچکتر در مکان Ba باعث می‌شود که گذار O-T در مقدار کمتر آرایش رخ دهد. گذار O-T به دلیل بی نظمی اکسیژن‌ها در جهت زنجیره و عکس زنجیره اتفاق می‌افتد. به نظر می‌رسد اتمی با شعاع یونی بزرگتر احتمالاً به دلیل تنش کمتر روی پیوندها اجازه درصد اشغال مکان عکس زنجیره بیشتری را قبل از گذار O-T می‌دهد. بنابراین مقدار بحرانی آرایش برای گذار O-T با جانشینی آرایشهای La, Pr و Nd به ترتیب کاهش شعاع یونی کاهش می‌یابد. این نتیجه همچنین نشان می‌دهد که عنصر Pr مانند بقیه عناصر به صورت سه ظرفیتی عمل می‌کند. همچنین پارامتر شبکه  $c$  به دلیل جانشینی عنصری کوچکتر از Ba به جای آن با افزایش آرایش کاهش می‌یابد.

### ۲.۳. خواص تراپردی

مقاومت الکتریکی نمونه‌ها در محدوده دمای اتاق تا  $20\text{K}$  اندازه‌گیری شدند. شکل‌های ۲، ۳ و ۴ مقاومت ویژه بر حسب دما را در نمونه‌های  $\text{Gd}(\text{Ba}_{1-x}\text{La}_x)\text{Cu}_3\text{O}_{7+\delta}$



شکل ۳. مقاومت الکتریکی نمونه‌های  $Gd(BaLa)_{1-x}$ . مقاومت نمونه‌های با مقدار آلیش  $0/4$  و  $0/5$  به ترتیب در ضرایب  $0/4$  و  $0/3$  ضرب شده‌اند.

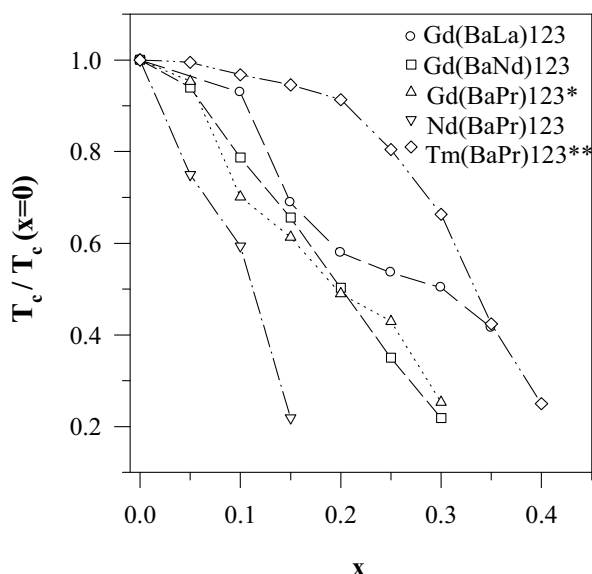
شکل ۲. مقاومت الکتریکی نمونه‌های  $Nd(BaPr)_{1-x}$ .

$Gd(BaNd)_{1-x}$  دارای مقاومت بیشتری نسبت به نمونه متناظر از ترکیب  $Gd(BaLa)_{1-x}$  است و آلیش Nd در افزایش مقاومت مؤثرتر از La است. در ترکیب  $Gd(BaNd)_{1-x}$  رفتار فلزی و شیب مثبت ( $dp/dT > 0$ ) در حالت بهنجار نمونه‌های  $x \leq 0/15$  تا دمای گذار حفظ می‌شود. در حالی که در نمونه‌های  $0/25$  و  $x=0/2$  تغییر رفتار از فلزی به عایق-گونه رخ می‌دهد، و مقاومت در حالت بهنجار از یک نقطه کمینه می‌گذرد که این کمینه مقاومت در  $x=0/2$  در دمای  $T_{min}^{exp}=139K$  و در نمونه  $x=0/25$   $T_{min}^{exp}=168K$  است. به ازای  $x=0/3$  شیب منحنی مقاومت ویژه در دمای اتاق برابر صفر است و این نمونه همان  $x_c^{MIT}$  است. به ازای  $x=0/35$  شیب مقاومت در دمای اتاق منفی است و رفتار آن عایق گونه است و برای  $x \geq 0/4$  نمونه‌ها عایق هستند. بنابراین  $x_c^{SIT}$  بین  $0/35$  و  $0/4$  ولی نزدیک به  $0/35$  است.

در ترکیب  $Gd(BaNd)_{1-x}$  گذار MIT در مقدار آلیش کمتر از  $x_c^{SIT}$  اتفاق می‌افتد. در ترکیبات مشابه نیز مقدار  $x_c^{MIT}$  کوچکتر از  $x_c^{SIT}$  گزارش شده است. در چند بلوری  $Gd(BaPr)_{1-x}$  مقدار  $x_c^{MIT}=0/2$  و  $x_c^{SIT}=0/35$  گزارش شده

بر حسب دما نیز تغییر می‌کند (شکل ۳). برای نمونه‌هایی با  $x \leq 0/35$  رفتار مقاومت در دمای اتاق فلزی و شیب آن مثبت است که مقدار آن با افزایش La کاهش می‌یابد. به ازای  $x \geq 0/4$  رفتار مقاومت در دمای اتاق عایق گونه و شیب آن منفی است. بنابراین نمونه‌ای با مقدار آلیش بین  $0/35$  و  $0/4$  دارای شیب منحنی صفر در دمای اتاق است و مقدار بحرانی آلیش برای گذار فلز به عایق یعنی  $x_c^{MIT}$  مقداری بین  $0/35$  و  $0/4$  است. در نمونه‌های با آلیش  $x < 0/2$  رفتار مقاومت تا دمای گذار فلزی است و در نمونه‌های  $x \geq 0/2$  وقتی دما کاهش می‌یابد، مقاومت فاز بهنجار از حالت فلزی به حالت نیم‌رسانایی تغییر رفتار می‌دهد و منحنی  $\rho(T)$  از یک مقدار کمینه می‌گذرد و بعد از عبور از یک بیشینه گذار ابررسانایی رخ می‌دهد. این تغییر رفتار به ازای مقادیر مختلف آلیش در دماهای متفاوت اتفاق می‌افتد و این دما ( $T_{min}$ ) با افزایش آلیش به دماهای بالاتر منتقل می‌شود.

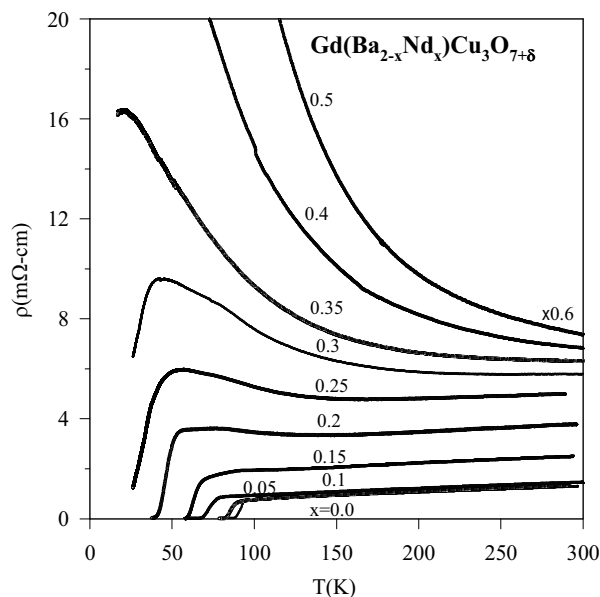
شکل ۴ مقاومت ویژه الکتریکی بر حسب دما به ازای مقادیر مختلف آلیش Nd را در ترکیب  $Gd(BaNd)_{1-x}$  نشان می‌دهد. مقاومت الکتریکی نمونه‌ها با افزایش آلیش افزایش یافته و دمای گذار به سرعت کاهش می‌یابد. مقایسه شکل‌های ۳ و ۴ نشان می‌دهد که در یک مقدار ثابت آلیش نمونه



شکل ۵. تغییر نسبی دمای گذار در نمونه‌های با آرایشهای مختلف. داده‌های \* و \*\* به ترتیب از مراجع [۲۹] و [۳۲] آورده شده‌اند.

در دمای اتاق به شرایط ساخت نیز بستگی دارد، بنابراین بهتر است مقدار آن در نمونه‌هایی که با هم ساخته شده‌اند مقایسه شود. اهمیت گذارهای MIT و SIT در بررسی ساز و کار رسانش در حالت بهنجار بیشتر مشخص می‌شود.

شکل ۵ تغییرات نسبی دمای گذار در نمونه‌های مختلف را نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، آرایش Nd و Pr نسبت به La باعث کاهش شدیدتر دمای گذار می‌شود. در ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  تغییرات دمای گذار به ازای  $0 \leq x \leq 0.1$  تقریباً ثابت است و در نمونه‌های  $0.2 \leq x \leq 0.1$  کاهش می‌یابد و در بازه  $0.3 \leq x \leq 0.2$  نیز دمای گذار تغییر چندانی نکرده است. تغییرات دوپله‌ای دمای گذار بر حسب مقدار آرایش در ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  مشابه با تغییرات  $\rho_{300}$  در این ترکیب است. به نظر می‌رسد که یک همبستگی بین خواص حالت بهنجار و حالت ابررسانایی دو بعدی در ابررساناهای دمای بالا وجود دارد. با توجه به مقادیر اکسیژن به دست آمده برای نمونه‌های  $Gd(BaLa)_{123}$ ، مطمئن هستیم که رفتار دوپله‌ای کاهش  $T_c$  در این ترکیب به دلیل کمبود اکسیژن نیست. به نظر می‌رسد که مقدار کم عنصر سه ظرفیتی La با جذب اکسیژن باعث می‌شود که تعداد کل حفره‌ها تقریباً ثابت بماند و



شکل ۴. مقاومت الکتریکی نمونه‌های  $Gd(BaNd)_{123}$ . مقاومت نمونه با مقدار آرایش ۰/۵ در ضریب ۰/۶ ضرب شده است.

است [۲۹]. مقدار  $x_c^{SIT}$  در این دو ترکیب تقریباً یکسان است اما  $x_c^{MIT}$  در آنها متفاوت است. همچنین مقدار  $x_c^{SIT}$  در این دو ترکیب با مقدار آن در ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  تقریباً برابر است در حالیکه گذار MIT در مقادیر متفاوتی رخ می‌دهد. به نظر می‌رسد که مقدار بحرانی گذار MIT نسبت به شعاع اتم جانشین شده بسیار حساس است ولی اختلاف شعاع اتمهای مختلف تأثیر زیادی بر گذار SIT ندارد. علاوه بر شعاع یونی اتم جانشین شده مقادیر  $x_c^{SIT}$  و  $x_c^{MIT}$  به شعاع اتم مرکزی R نیز بستگی دارد. به طوری که در ترکیب  $Nd(BaPr)_{123}$  گذار MIT در  $x_c^{MIT} = 0.15$  و گذار SIT در مقدار آرایش ۰/۳ رخ می‌دهد، در حالی که این دو گذار در ترکیب  $Gd(BaPr)_{123}$  به ترتیب در مقادیر ۰/۲ و ۰/۳۵ رخ می‌دهد [۲۹]. با مقایسه مقادیر ذکر شده می‌توان نتیجه گرفت که گذارهای MIT و SIT در ترکیبات  $R(BaR')_{123}$  به شعاعهای یونی R و  $R'$  بستگی دارد. اثر شعاع یونی R بر مقادیر  $x_c^{SIT}$  و  $x_c^{MIT}$  تقریباً یکسان است در حالی که شعاع  $R'$  تأثیر بیشتری بر مقدار  $x_c^{MIT}$  نسبت به  $x_c^{SIT}$  دارد. در ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  که در آن اتم La با شعاع یونی بزرگتر نسبت به Pr و Nd وجود دارد، مقدار  $x_c^{MIT}$  بزرگتر از مقدار آن در  $Gd(BaPr)_{123}$  و  $Gd(BaNd)_{123}$  است. البته شیب مقاومت

باعث کاهش شدیدتر دمای گذار شده است. این روند در ترکیب  $Eu(BaR)_{123}$  برای  $Eu$  و  $R=La$  در مرجع [۴] نیز دیده می‌شود. بدین صورت که جاینشینی عنصر  $Eu$  با شعاع یونی کوچکتر از  $La$  در مکان  $Ba$  باعث کاهش شدیدتر دمای گذار شده است، ولی جاینشینی  $Pr$  با شعاع یونی بزرگتر از  $Eu$  بر خلاف انتظار منجر به افت شدیدتر دمای گذار شده است [۴].

جاینشینی  $Pr$  در مکان  $Ba$  در ترکیب  $Nd_{123}$  در مقایسه با  $Gd_{123}$  باعث کاهش شدیدتر دمای گذار شده است. با توجه به اینکه شعاع یونی  $Gd$  کوچکتر از شعاع یونی  $Nd$  است، به نظر می‌رسد اگر اتم مرکزی شعاع یونی کوچکتری داشته باشد کاهش دمای گذار با افزایش  $Pr$  در آن کندتر است و این امر مستقل از ممان مغناطیسی اتم مرکزی است. تغییرات دمای گذار گزارش شده در نمونه  $Tm(BaPr)_{123}$  نیز این روند را تأیید می‌کند [۳۲]. با توجه به اینکه ممان مغناطیسی  $Gd$  بزرگتر از  $Pr$  و  $Nd$  است، به نظر می‌رسد که ممان مغناطیسی اتمها اثر قابل توجهی در اضمحلال ابررسانش چه در مکان  $R$  و چه در مکان  $Ba$  ندارد. چرا که اگر اندرکنش مغناطیسی دلیل رفتار ناهنجار  $Pr$  باشد انتظار داریم افت  $T_c$  در  $Gd(BaPr)_{123}$  شدیدتر از  $Nd(BaPr)_{123}$  باشد.

همان طور که در شکل ۶ دیده می‌شود، مقاومت نمونه‌ها در دمای  $100K$  با افزایش آلایش افزایش می‌یابد. روند افزایش مقاومت مشابه روند کاهش دمای گذار با آلایش (شکل ۵) است. آلایشهای  $Pr$ ،  $Nd$  و  $La$  به ترتیب باعث افزایش بیشتر مقاومت می‌شوند. آلایش  $Pr$ ، بر خلاف روند افزایش بر حسب شعاع یونی، در افزایش مقاومت مؤثرتر است. این نتیجه نشان دهنده این مطلب است که سلول واحدهای شامل  $Pr$  در نمونه آلاییده مقاومت بیشتری دارند و در ضمن سریع‌تر باعث اضمحلال ابررسانش می‌شوند. این اثر در ترکیب دارای پایه‌ای با شعاع یونی بزرگتر مانند  $Nd$  خیلی شدیدتر دیده می‌شود. بنابراین، روند افزایش مقاومت با آلایش مانند روند کاهش  $T_c(x)$  به شعاع یونی اتم مربوط می‌شود، به طوری که اتم بزرگتر تغییرات شدیدتری را ایجاد می‌کند.

در نتیجه دمای گذار تغییری نمی‌کند. اما افزایش بیشتر  $La$  باعث پر شدن حفره‌ها و کاهش  $T_c$  می‌شود. رفتار دو پله‌ای  $T_c(x)$  در نمونه  $Gd(BaLa)_{123}$  که در منحنی  $\rho_{xx}(x)$  این نمونه هم دیده می‌شود، می‌تواند نشان دهنده وجود دو فاز ابررسانا در مقادیر متفاوت آلایش در این نمونه باشد. در واقع ممکن است دو سطح انرژی برای حفره‌ها وجود داشته باشد که به وسیله یک مقدار انرژی کم از هم جدا شده‌اند. با قرار گرفتن اکسیژن اضافی در زنجیره‌ها انرژی به دام اندازی برای حفره‌ها کمتر می‌شود. با توجه به روند افزایشی اکسیژن در نمونه‌ها به نظر می‌رسد که هیبریداسیون بین  $fLa$  و  $pO$  می‌تواند باعث جایگزیده شدن حفره‌ها و در نتیجه عامل کاهش دمای گذار باشد. رفتار مشابهی به صورت کاهش دو پله‌ای دمای گذار در نمونه  $Y_{123}$  با کاهش مقدار اکسیژن دیده شده است [۳۰]. پله اول نزدیک  $\delta=0$  معروف به فاز  $K=90$  و پله دوم نزدیک  $\delta=0.5$  معروف به فاز  $K=60$  است. در  $\delta=0.75$  دمای گذار به سمت صفر می‌رود. کاهش دو پله‌ای دمای گذار با افزایش آلایش در ترکیب  $Y(BaNd)_{123}$  [۱۷] و  $Y(BaLa)_{123}$  [۳۱] نیز گزارش شده است.

در ترکیب  $Gd(BaNd)_{123}$  کاهش دمای گذار با آلایش سریعتر از ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  است. این کاهش تقریباً به صورت خطی است. برازش منحنی  $T_c(x)$  در ترکیب  $Gd(BaNd)_{123}$  با معادله  $Ax^2+Bx+C$  نشان می‌دهد که پارامتر  $C$  در مقایسه با پارامتر  $B$  مقدار بسیار کمی دارد. منحنی برازش به صورت  $y=9.5x^2-246.6x+95.3$  یا  $\chi^2=0.995$  است. در این معادله پارامتر  $A$  مربوط به پر شدن حفره‌ها و ضریب  $B$  مربوط به شکست جفت ابریکوسف و گورکف (AG) است [۳۳]. برازش منحنی  $T_c(x)$  نمونه  $Gd(BaNd)_{123}$  نشان می‌دهد که شکست جفت  $AG$  عامل اصلی در تخریب ابررسانایی است. کاهش دمای گذار با آلایش  $Pr$  تقریباً نزدیک به روند کاهش با آلایش  $Nd$  است. با توجه به نزدیکی شعاع یونی و ممان مغناطیسی این دو اتم، به نظر می‌رسد که رفتار  $Pr$  در مکان  $Ba$  مانند رفتار  $Nd$  در کاهش دمای گذار است. در واقع کاهش شعاع یونی عنصر جانشین شده در مکان  $Ba$

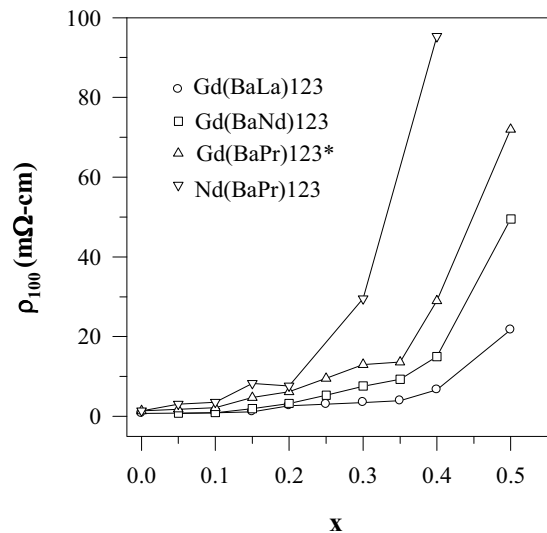


و  $\text{Bi}_y\text{Sr}_y\text{CaCu}_{1-x}\text{Li}_x\text{O}_{8+y}$  [۴۰] که سازوکار VRH برایشان گزارش شده است. بر اساس حالات موضعی شده، نظریه پرکولاسیون کوانتومی می‌تواند به خواص حالت بهنجار ابررسانا اعمال شود و وابستگی  $\rho \sim T$  را نیز به دست دهد [۴۱]. به کمک این نظریه بستگی دمایی ضریب  $\rho'$  به صورت  $\rho(T) = \rho_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2p}$  به دست می‌آید [۴۱]. بنابراین وابستگی دمایی مقاومت به صورت زیر بیان می‌شود.

$$\rho(T) = \rho_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2p} \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^p \quad (2)$$

وقتی DOS مستقل از انرژی است، رژیم رسانش هدایت پرشی با برد متغیر VRH به ازای  $p = \frac{1}{3}$  در دو بعد و به ازای  $p = \frac{1}{4}$  در سه بعد است. هنگامی که وابستگی  $N(E_F)$  به انرژی با  $n=1$  یا  $n=2$  وجود دارد رژیم رسانش گاف کولنی است. در این حالت برهمکنش الکترونها از طریق پتانسیل کولنی غیر پوششی (unscreened) انجام می‌گیرد. در این صورت وقتی  $n=1$  است،  $p = \frac{1}{4}$  به ازای  $D=2$  به دست می‌آید. همچنین  $n=2$  و  $D=3$  همان رابطه با  $p = \frac{1}{4}$  را نتیجه می‌دهد. نکته جالب اینکه سازوکار VRH عموماً در دماهای پایین (که انرژی برای برانگیختگی حاملها در راستای گاف کولنی کافی نیست) اتفاق می‌افتد و این در حالی است که در بررسی فاز بهنجار ترکیبات HTSC، با دماهای بالا تا حدود دمای اتاق (K ۳۰۰) سروکار داریم. اخیراً گزارشات مبنی بر وجود سازوکار VRH تا دمایی حدود K ۹۰۰ نیز گزارش شده است [۴۲]. بنابراین با اعمال نظریه پرکولاسیون کوانتومی، به منحنیهای  $\rho(T)$  نمونه‌های مختلف قادر خواهیم بود بر اساس مفاهیم یک نظریه واحد، هر دو رفتار فلزی و نیم رسانا گونه نمونه‌های موجود را بررسی کنیم.

برای تعیین سازوکار رسانش در نمونه‌ها مقاومت الکتریکی آنها را با رابطه (۲) به ازای مقادیر مختلف  $p$  برازش دادیم. در روند برازش مقاومت الکتریکی نمونه‌های ابررسانا، مقاومت از دمای اتاق تا قبل از گذار و در مورد نمونه‌های عایق تا حدود دمای K ۵۰ مورد بررسی قرار گرفت. به عنوان اولین قدم در



شکل ۶. مقاومت در دمای ۱۰۰K در نمونه‌های با آرایشهای مختلف. داده‌های \* از مرجع [۲۹] آورده شده است.

رفتار مقاومت الکتریکی حالت بهنجار ترکیبات  $\text{Nd}(\text{BaPr})_{123}$ ،  $\text{Gd}(\text{BaLa})_{123}$  و  $\text{Gd}(\text{BaNd})_{123}$  به منظور شناخت سازوکار رسانش در این ناحیه و ارتباط آن با حالت ابررسانایی مورد بررسی قرار گرفت. در این بررسی از مدل اندرسون-زو  $(\rho = AT + B/T)$  و مدل VRH جهت برازش داده‌ها استفاده کردیم. نتایج نشان داد که مدل اندرسون-زو برازش مناسبی با منحنیهای  $\rho(T)$  نداشت و تنها در بازه دمایی بسیار محدود مناسب بود، در حالی که هدف ما پیدا کردن مدلی برای سازوکار رسانش در سراسر بازه دمایی است. از جمله مدلهایی که برای توضیح هدایت در ابررساناهای دمای بالا [۱۰] و نیمرساناها [۳۴] و پروسکایت [۳۵] به کار برده شده است، مدل هدایت پرشی بین حالات جایگزیده است. در هدایت پرشی وابستگی مقاومت به صورت  $\rho = \rho_0' \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^p$  تغییر می‌کند [۳۶]. در این رابطه  $p = \frac{n+1}{n+1+D}$ ،  $D$  بعد رسانش و  $n$  وابستگی چگالی انرژی حالت‌های الکترونی DOS در نزدیکی سطح فرمی است که به صورت  $N(E_F) \sim |E - E_F|^n$  رفتار می‌کند. در اکثر گزارشها در ارتباط با هدایت پرشی،  $\rho'$  مستقل از دما فرض شده است [۳۷ و ۳۸]. از جمله برای حالت بهنجار  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_{3-y}$  و همچنین  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$  [۳۹] و  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Li}_x\text{O}_{6/5+y}$

بعدی با تفاوت اندکی بهتر از VRH سه بعدی است و به ازای  $x=0/6-0/8$  VRH سه بعدی برزش بهتری با داده‌های تجربی دارد. از آنجا که در نمونه‌های  $0/5$  و  $0/4$  مقاومت الکتریکی تا دمای  $18\text{ K}$  اندازه‌گیری شده است، ممکن است در دماهای پایین‌تر گذار ابررسانایی رخ دهد. بنابراین، این احتمال وجود دارد که سازوکار رسانش متفاوت این نمونه‌ها نسبت به نمونه‌های عایق دیگر به این دلیل باشد که این نمونه‌ها نیز مانند نمونه  $x=0/3$  در ترکیب  $Nd(BaPr)_{123}$  دارای گذار در دماهای پایین‌تر باشند.

نتایج برزش برای ترکیب  $Gd(BaNd)_{123}$  نشان می‌دهد که سازوکار رسانش به ازای  $x \leq 0/3$  به صورت گاف کولنی است و در  $0/35$  و  $0/3$  در بازه دمای اتاق تا دمای  $50\text{ K}$  سازوکار رسانش VRH دوبعدی بهتر است. در نمونه‌های با آلایش بیشتر سازوکار رسانش VRH سه بعدی مناسبتر است. می‌توان نتیجه گرفت که در مقادیر آلایش کمتر از  $x_c^{MIT}$  سازوکار رسانش در حالت هنجار به صورت گاف کولنی است و به ازای مقادیر  $x_c^{MIT} \leq x \leq x_c^{SIT}$  رسانش به صورت رسانش پرشی دو بعدی و به ازای  $x > x_c^{SIT}$  سازوکار رسانش پرشی سه بعدی است.

در تمامی این ترکیبات نتایج به دست آمده از روش  $p$  ثابت توافق خوبی با نتیجه به دست آمده از روش  $p$  متغیر دارد. باید توجه داشت که روش  $p$  متغیر، به طور خودکار، رژیم رسانشی غالب در نمونه را معرفی می‌کند. مقایسه نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که برای کلیه ترکیبات در مقادیر بالای آلایش،  $2D$ -VRH سازوکار غالب رسانش در حالت بهنجار است. چنین سازوکاری برای مقادیر بالای آلایش در ترکیب  $Tm(BaPr)_{123}$  [۲۷] نیز گزارش شده است. رابطه (۲) دارای یک مقدار کمینه است که می‌توان با مساوی صفر قراردادن مشتق آن دمای مقاومت کمینه را به صورت زیر به دست آورد.

$$T_{\min} = \frac{T_0}{p^{1/p}} \quad (3)$$

در تمامی ترکیبات مورد بررسی با افزایش میزان آلایش مقاومت ویژه در حالت بهنجار از حالت فلزی به رفتار نیم رسانایی تغییر می‌کند. به عنوان مثال برای نمونه  $x=0/1$  در ترکیب

برزش منحنیهای  $\rho(T)$  نمونه‌ها، توان  $p$  و  $\rho_0$  و  $T_0$  (که به چگالی حالتها در سطح فرمی و طول جایگزیدگی حاملها مرتبط هستند) را به عنوان پارامتر آزاد، در نظر گرفتیم (روش  $p$  متغیر). در قدم بعد، تنها پارامترهای  $\rho_0$  و  $T_0$  را متغیر نگه داشته و هر سه رژیم گاف کولنی (CG)، رسانش پرشی در دو بعد ( $2D$ -VRH) و رسانش پرشی در سه بعد ( $3D$ -VRH) به طور جداگانه برای این نمونه‌ها برزش داده شدند (روش  $p$  ثابت). در روش اخیر، برای دقت در برزش داده‌ها، منحنی  $\ln \rho / T^p$  بر حسب  $1/T^p$  به ازای  $p = \frac{1}{3}$  و  $p = \frac{1}{2}$  و  $p = \frac{1}{4}$  به طور جداگانه و برای تمامی نمونه‌ها رسم شدند [۲۳، ۲۴ و ۴۳]. منحنی حاصل با  $p$  مناسب باید یک خط باشد. با توجه به انطباق منحنیها با خط مقدار  $p$  مناسب برای نمونه مشخص شد. با در نظر گرفتن پارامتر کیفیت برزش ( $\chi^2$ ) به عنوان عامل برتری سازوکار رسانش پرشی دو بعدی، سه بعدی و یا شکاف کولنی و مقایسه مقدار آن نتیجه می‌شود که در ترکیب  $Nd(BaPr)_{123}$  به ازای  $x \leq 0/3$  سازوکار رسانش، VRH دو بعدی است و احتمالاً رسانش در صفحات  $CuO_2$  انجام می‌شود که مؤید ناهمسانگردی HTSC هاست. با افزایش  $x$ ، به ازای  $x > 0/3$  رسانش در این ترکیب با VRH سه بعدی سازگاری بهتری نشان می‌دهد و رسانش به مثابه یک سیستم سه بعدی انجام می‌شود.  $x=0/3$  مقدار آلایش بحرانی برای گذار از فاز ابررسانایی به فاز عایق است یا به عبارتی همان  $x_c^{SIT}$  می‌باشد. از آن جا که سازوکار رسانش دو بعدی  $2D$ -VRH برای  $x \leq x_c^{SIT}$  سازوکار غالب است و با توجه به این که به غیر از  $x_c^{SIT} = 0/3$  سایر این نمونه‌ها ابررسانا هستند، این احتمال وجود دارد که  $x=0/3$  در دمای‌های کمتر از  $20\text{ K}$  گذار ابررسانایی از خود نشان دهد (چرا که اندازه‌گیریهای الکتریکی در محدوده  $20\text{ K}$  -  $30\text{ K}$  بوده‌اند).

در ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  سازوکار رسانش به ازای نمونه‌های ابررسانا ( $x \leq 0/35$ ) گاف کولنی و در نمونه‌های عایق ( $x \geq 0/4$ ) سازوکار VRH برای توضیح رسانش در حالت بهنجار مناسبتر است. به ازای  $0/5$  و  $0/4$  سازوکار VRH دو

مقادیر بالاتر آلایش کاهش یافته است. در شکل ۸ پهن شدگی مقاومت الکتریکی در حضور میدان مغناطیسی در نمونه  $Gd(Ba_{1/75}Nd_{2/25})Cu_3O_{7/5}$  نشان داده شده است. همان طور که در شکل دیده می شود منحنی مقاومت در نزدیکی  $T_c^{onset}$  به سمت مقاومت بالاتر و دمای گذار پایتتر کشیده شده است که نشان می دهد که اعمال میدانهای خیلی قویتر می تواند باعث گذار فاز ابررسانا به عایق شود. افزایش میدان در نمونه های با مقدار آلایش بالا باعث شده است که  $T_c^{onset}$  مقداری کم شود و رفتار در ناحیه گذار شبیه به حالت عایق شود. این اثر در  $x=0/35$  در ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  و  $x=0/15$  و  $x=0/25$  در ترکیب  $Gd(BaNd)_{123}$  و همچنین در  $x=0/15$  در ترکیب  $Nd(BaPr)_{123}$  دیده می شود. اما برای گذار به رفتار عایق گونه میدان مغناطیسی بیشتری در حد  $10T$  لازم است.

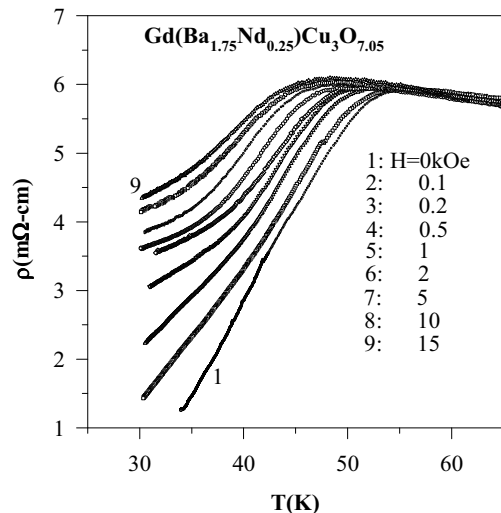
اعمال میدان مغناطیسی باعث افزایش پهنای گذار به خصوص در نزدیکی  $T_c^0$  می شود. این قسمت به ارتباطات ضعیف بین دانه های ابررسانا مربوط می شود و نسبت به مقادیر میدان مغناطیسی ضعیف هم حساس است، به طوری که میدانهای در حد  $10 Oe$  هم می تواند باعث پهن شدگی در این ناحیه شود. قسمت نزدیک  $T_c^{onset}$  مربوط به خواص درون دانه ای ابررساناست. در نمونه ایده آل میدانهای مغناطیسی بالایی می توانند موجب پهن شدن این ناحیه شود و باید میدان اعمال شده در حد میدان بحرانی درون دانه ای باشد تا خطوط شار به نواحی درون دانه ها نفوذ کند. در نمونه های کلوخه ای، به دلیل نقصها و ناهمگنیهایی که ممکن است در درون دانه ها وجود داشته باشد، در میدانهای کمتر از میدان بحرانی بالایی پهن شدگی در ناحیه نزدیک  $T_c^{onset}$  مشاهده می شود. همچنین، ممکن است به دلیل وجود ناخالصیها و اثرات میدان روی آنها پهن شدگی در این ناحیه ایجاد شود. ناحیه نزدیک  $T_c^{onset}$  و ناحیه نزدیک  $T_c^0$  در نقطه ای به نام نقطه جدا شدگی (branching point) از یکدیگر جدا شده اند. در نمونه های با مقدار آلایش کم جدا شدگی دو ناحیه از هم و نقطه جدا شدگی کاملاً قابل تشخیص است. وقتی مقدار آلایش کم است شار مغناطیسی نفوذ چندانی در ناحیه درون دانه ای ندارد و تنها در

$Nd(BaPr)_{123}$  رفتار منحنی  $\rho(T)$  در  $T > 120 K$  فلزی و در  $T < 120 K$ ، نیم رسانا گونه است. این دو ناحیه در حدود  $T_{min}^{exp} = 120 K$  با یک کمینه ضعیف از هم جدا می شوند. برای سایر نمونه های این ترکیب  $T_{min}^{exp}$  در محدوده دمایی اندازه گیریها ( $200K - 300K$ ) مشاهده نمی شود. چنین دمایی ( $T_{min}$ ) از رابطه (۳)، برابر با مقدار  $116 K$  به دست می آید [۴۴] که به مقدار تجربی  $T_{min}^{exp}$  نزدیک است. چنین سازگاری در دو ترکیب دیگر نیز دیده می شود که خود می تواند بیانگر این مطلب باشد که مدل VRH سازگاری خوبی با داده های تجربی دارد. با توجه به اینکه مقاومت حالت بهنجار تحت تأثیر شرایط ساخت از جمله مقدار اکسیژن قرار می گیرد، انتظار گزارشات متفاوت در مورد سازوکار رسانش در ابررسانای دمای بالا را داریم [۴۶ و ۴۵].

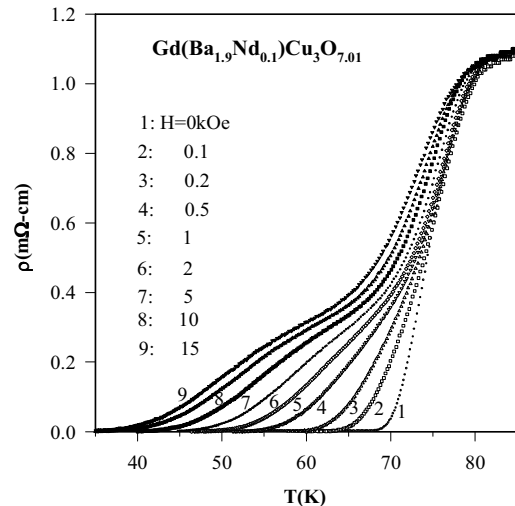
### ۳.۳. خواص مغناطیسی

به منظور بررسی اثر میدان مغناطیسی بر خواص تراپردی نمونه ها، مقاومت الکتریکی نمونه های  $Gd(BaLa)_{123}$  و  $Gd(BaNd)_{123}$  و  $Nd(BaPr)_{123}$  را با اعمال میدان مغناطیسی عمود بر سطح نمونه و جریان عبوری نمونه اندازه گیری کردیم. مقدار میدان مغناطیسی را تا حد  $15 kOe$  افزایش دادیم و تحت مقادیر ثابت  $0/1, 0/2, 0/5, 1, 2, 5, 10, 15 kOe$  منحنی مقاومت الکتریکی نمونه ها بر حسب دما را اندازه گرفتیم. شکل ۷ نمونه ای از پهن شدگی مقاومت الکتریکی را در حضور میدان مغناطیسی در نمونه  $Gd(Ba_{1/4}Nd_{3/4})Cu_3O_{7/5}$  نشان می دهد. مقاومت حالت بهنجار با اعمال میدان مغناطیسی تغییری نمی کند و تنها ناحیه گذار تحت تأثیر میدان قرار می گیرد. اندازه گیری نمونه های دیگر نیز نشان می دهد که مقاومت حالت بهنجار با اعمال میدان تغییری نکرده است. ناحیه گذار با اعمال میدان مغناطیسی پهن شده و  $T_c^0$  (دمایی که در آن مقاومت الکتریکی صفر می شود) به سمت دماهای پایین تر میل کرده است.

دمای شروع گذار  $T_c^{onset}$  در نمونه های با مقدار کم آلایش با افزایش میدان مغناطیسی تغییر محسوسی نکرده است ولی در



شکل ۸. پهن شدگی مقاومت الکتریکی در حضور میدان مغناطیسی در نمونه  $Gd(Ba_{1.75}Nd_{0.25})Cu_3O_{7.05}$ .



شکل ۷. پهن شدگی مقاومت الکتریکی در حضور میدان مغناطیسی در نمونه  $Gd(Ba_{1.9}Nd_{0.1})Cu_3O_{7.01}$ .

ضعیف می‌شود. بدین معنی که تعداد سلول واحدهای با آرایش در بین سلول واحدهای بدون آرایش به حدی می‌رسد که نقش ارتباط ضعیف در مناطق ابررسانا را بازی می‌کند.

به منظور بررسی اثر آرایش و میدان مغناطیسی بر پهن شدگی از مدل‌هایی مانند AH (Ambegaokar-Halperin) و T AFC (Thermally activated flux creep) استفاده کردیم. مدل AH در توجیه پهن شدگی مقاومت در ناحیه نزدیک  $T_c$  ارائه شده است. در نزدیکی دمای گذار، افت و خیزهای حرارتی باعث شکسته شدن جفت شدگی فاز پارامتر نظم در دو ابررسانا که تشکیل یک پیوندگاه جوزفسون داده‌اند، می‌شود. وقتی انرژی  $k_B T$  قابل مقایسه با انرژی جفت شدگی جوزفسون یعنی مقدار  $\hbar I_c / e$  (بیشینه جریان جوزفسون در دمای  $T$  است) شود، مقاومت در حد جریانهای خیلی کمتر از  $I_c$  به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\rho = \rho_n \left[ I_c \left( \frac{\gamma}{2} \right) \right]^{-2}, \quad (4)$$

$$\gamma = C(H) \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^q.$$

در رابطه فوق  $I_c$  تابع تعمیم یافته بسل،  $\rho_n$  متوسط مقاومت حالت بهنجار پیوندگاه جوزفسون و  $\gamma$  انرژی زوج شدگی جوزفسون است. مقدار پارامتر  $q$  بین  $1/53 - 2/8$  گزارش شده

ناحیه بین دانه‌ای نفوذ می‌کند، در نتیجه پهن شدگی در قسمت انتهایی (دم) گذار قابل توجه است. با افزایش آرایش تعداد سلول واحدهای غیر ابررسانا درون دانه‌ها زیاد می‌شود و شار مغناطیسی راحت‌تر در این ناحیه نفوذ می‌کند و موجب پهن شدگی در ناحیه نزدیک  $T_c^{\text{onset}}$  می‌شود. با افزایش آرایش پهن شدگی قابل توجهی در هر دو ناحیه مربوط به خواص درون و بین دانه‌ای دیده می‌شود و در نتیجه نقطه جداسازی قابل تشخیص نیست.

در ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  و  $Gd(BaNd)_{123}$  به ازای  $x \geq 0.2$  و در ترکیب  $Nd(BaPr)_{123}$  در  $x = 0.1$  با افزایش میدان مغناطیسی علاوه بر افزایش زیاد پهنای گذار در ناحیه نزدیک  $T_c$ ، افزایش پهن شدگی در ناحیه ابتدای گذار (نزدیک  $T_c^{\text{onset}}$ ) دیده می‌شود. نکته جالب اینکه این نمونه‌ها در حالت بهنجار نیز رفتار مشابه دارند و مقاومت آنها با کاهش دما از حالت فلزی به حالت نیمرسانایی تغییر رفتار می‌دهد. به نظر می‌رسد ارتباطی بین حالت بهنجار و حالت ابررسانایی در ابررساناهای دمای بالا وجود دارد. بنابراین می‌توان گفت به ازای  $x = 0.2$  در هر دو ترکیب  $Gd(BaLa)_{123}$  و  $Gd(BaNd)_{123}$  و به ازای  $x = 0.1$  در ترکیب  $Nd(BaPr)_{123}$  آرایش به حدی می‌رسد که درون دانه نیز مانند کل نمونه دارای ارتباطات

است [۴۷].

اندازه دانه‌ها  $1 \mu\text{m}$  در نظر گرفته شده است. با توجه به اینکه پارامتر  $C(H)$  از برازش داده‌های تجربی مربوط به ناحیه بین دانه‌ای به دست آمده است،  $J_c(0)$  به دست آمده نیز به خواص بین دانه‌ای مربوط می‌شود و مقدار آن برابر با چگالی جریان بحرانی در مرز دانه‌هاست. مقدار  $J_c(0)$  با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. این نتیجه نشان می‌دهد که ارتباطات بین دانه‌ای در این ترکیبات به میدان مغناطیسی حساس است. همچنین با افزایش مقدار آرایش چگالی جریان بحرانی کاهش می‌یابد. کاهش چگالی جریان بحرانی با افزایش آرایش در ترکیبات مشابه نیز گزارش شده است [۴۸ و ۵۲]. بنابراین آرایش همانند ارتباطات ضعیف بین دانه‌ها عمل می‌کند.

در شکل ۹ مقایسه جریان بحرانی در نمونه‌های  $\text{Gd}(\text{BaLa})_{123}$  و  $\text{Gd}(\text{BaNd})_{123}$  نشان می‌دهد که آرایش Nd چگالی جریان بحرانی را بیشتر از La کاهش می‌دهد. به عنوان مثال با اعمال میدان مغناطیسی  $1 \text{ kOe}$  مقدار  $0.1$  آرایش La چگالی جریان بحرانی را به  $65\%$  مقدار آن در  $\text{Gd}_{123}$  کاهش می‌دهد، در حالی که  $0.1$  آرایش Nd مقدار  $J_c$  را به  $42\%$  مقدار آن در  $\text{Gd}_{123}$  می‌رساند. در ترکیب  $\text{Nd}(\text{BaPr})_{123}$  تنها مقدار  $0.05$  آرایش Pr منجر به کاهش  $J_c$  به مقدار  $52\%$  چگالی جریان بحرانی در  $\text{Nd}_{123}$  می‌شود. همچنین مقادیر  $J_c$  گزارش شده در ترکیب  $\text{Gd}(\text{BaPr})_{123}$  [۴۸] نیز کمتر از مقدار آن در دو ترکیب  $\text{Gd}(\text{BaLa})_{123}$  و  $\text{Gd}(\text{BaNd})_{123}$  است. بنابراین، اثر تخریبی Pr در ارتباطات جوزفسون بیشتر از Nd و اثر بیشتر از La است.

پارامتر دیگر برازش داده‌ها با رابطه (۴)،  $q$  است که وابستگی دمایی انرژی زوج شدگی جوزفسون را نشان می‌دهد. مقدار  $q$  در نمونه‌های مختلف و در میدان صفر در محدوده بین  $1/5$  و  $2/5$  است. با افزایش میدان مقدار  $q$  با تغییرات اندکی به سمت یک مقدار حدی میل می‌کند که در نمونه‌های مختلف مقدار متفاوتی دارد. نکته جالب توجه اینست که به نظر می‌رسد میدانهای مغناطیسی بزرگتر از  $10 \text{ kOe}$  تاثیری در وابستگی دمایی انرژی می‌نخکوبی ندارد.

برازش منحنیهای مقاومت مغناطیسی نمونه‌ها با مدل AH

این مدل برای توصیف پهن شدگی گذار در نمونه‌های  $\text{Gd}(\text{BaPr})_{123}$  [۴۸]، در نمونه چند بلوری  $\text{Y}_{123}$  [۴۹] و  $\text{Bi}_{1/2}\text{Pb}_{1/2}\text{Sb}_{0.1}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{O}_8$  [۵۰] به کار برده شده و برازش مناسبی با داده‌های تجربی نشان داده است. بنابراین ما نیز از این مدل و رابطه (۴) در بررسی مقاومت مغناطیسی نمونه‌ها استفاده کردیم. منحنی مقاومت نمونه‌های مختلف در میدانهای مغناطیسی متفاوت از نقطه جدا شدگی تا پایین‌ترین دمای اندازه‌گیری شده با مدل AH برازش داده شد. در برازش داده‌های تجربی با رابطه (۴) پارامترهای  $q$ ،  $C(H)$ ،  $\rho_n$  و  $T_c$  به عنوان پارامترهای برازش در نظر گرفته شدند. نتایج نشان داد که پارامتر  $T_c$  تقریباً برابر با دمای شروع گذار ابررسانایی در هر نمونه است که با اعمال میدان تغییر چندانی نمی‌کند. بنابراین آن را ثابت و برابر  $T_c^{\text{onset}}$  در هر نمونه قرار داده و برازش منحنی مقاومت را با سه پارامتر انجام دادیم. نتایج برازش نشان می‌دهد که داده‌های تجربی بجز در دماهای نزدیک  $T_c$  برازش خوبی با مدل AH دارد. این انحراف در نمونه‌های مشابه مانند  $\text{Y}_{123}$  [۵۱] و  $\text{Gd}(\text{BaPr})_{123}$  [۴۸] نیز دیده شده است. در این ناحیه مدل دیگری مانند TAFC مناسبتر است. بنابراین برای به دست آوردن دقیقتر مقادیر پارامترهای برازش، ناحیه نزدیک  $T_c$  را حذف کرده و برازش نهایی را انجام دادیم. مقدار  $\rho_n$  به دست آمده تقریباً مستقل از میدان مغناطیسی و در حدود مقاومت در نقطه جداشدگی است. این نتیجه در توافق با گزارشات دیگران است [۴۸ و ۵۱].

نتایج به دست آمده از برازش داده‌ها نشان می‌دهد که مقدار  $C(H)$  با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. کاهش  $C(H)$  با افزایش میدان مغناطیسی به صورت یک رابطه توانی  $C(H) \sim H^{-n}$  است. بر اساس مدل AH وابستگی پارامتر  $C(H)$  و  $J_c(0)$  در دماهای نزدیک  $T_c$  با رابطه زیر داده می‌شود [۵۱].

$$C(H) = \frac{J_c(0) \hbar a^2}{ek_B T_c} \quad (5)$$

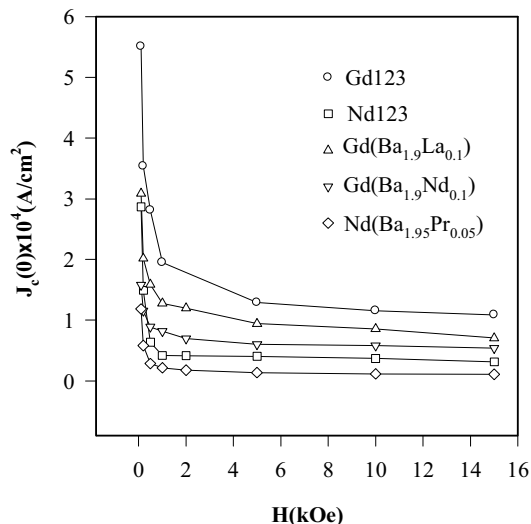
در این رابطه  $J_c(0)$  مقدار جریان بحرانی در دمای صفر و  $a$  متوسط اندازه دانه‌هاست. با توجه به تصاویر SEM متوسط

در بررسی مقاومت مغناطیسی با استفاده از مدل TAFC ابتدا منحنی  $\ln p - 1/T$  را به ازای نمونه‌های مختلف رسم کردیم. ناحیه مربوط به دماهای نزدیک  $T_c$  در اکثر منحنیهای رسم شده برآزش خوبی با خط ندارند [۵۴]. به نظر می‌رسد که انرژی میخکوبی  $U$  وابستگی دمایی دارد. وابستگی انرژی فعال سازی  $U$  به دما به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود.

$$U = U(H) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\alpha \quad (7)$$

مقدار  $\alpha$  در ابررساناهای دمای بالا برابر با  $\alpha = 1/5$  [۵۷-۵۵]،  $\alpha = 1$  [۵۹ و ۵۸] و  $\alpha = 2$  [۶۰ و ۵۷] گزارش شده است.  $\alpha = 1/5$  به رفتار سه بعدی و  $\alpha = 2$  به رفتار دو بعدی ابررسانای دمای بالا مربوط می‌شود [۶۱]. به منظور بررسی وابستگی  $U$  به دما و پیدا کردن مقدار مناسب  $\alpha$  در رابطه (۷)، منحنیهای  $\ln p$  را به طور جداگانه برحسب  $\sqrt{T(1-T/T_c)}$ ،  $\sqrt{T(1-T/T_c)^{1/5}}$  و  $\sqrt{T(1-T/T_c)^2}$  به ازای مقادیر مختلف آرایش رسم کرده و قسمت مربوط به دماهای پایین را با خط برآزش دادیم. نتایج نشان داد که  $\alpha = 2$  بهترین برآزش را برای نمونه‌های مختلف دارد. با در نظر گرفتن  $\alpha = 2$  مقادیر انرژی فعال سازی را به دست آوردیم. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که انرژی فعال سازی  $U(H)$  با افزایش مقدار آرایش در نمونه‌های مختلف کاهش می‌یابد. همچنین مقدار آن به ازای مقدار آرایش مشخص با افزایش میدان مغناطیسی نیز کاهش می‌یابد. آرایش  $Pr$  منجر به کاهش بیشتری در انرژی فعال سازی نسبت به  $La$  و  $Nd$  شده است.

شکل ۱۰ تغییرات  $U(H)$  با میدان مغناطیسی را به صورت لگاریتمی در نمونه‌های مختلف نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که وابستگی میدانی  $U(H)$  به صورت توانی است  $(U(H) \sim H^{-\beta})$ . در نمونه  $Gd_{123}$  مقدار  $\beta$  برابر با  $0.55$  و در نمونه  $Nd_{123}$  برابر با  $0.51$  است. این نتیجه با مقدار گزارش شده در نمونه کلوخه‌ای  $Y_{123}$  [۵۱] و لایه نازک  $Y_{123}$  [۵۷] و همچنین با تک بلور  $Bi_7Sr_7Cu_7O_8$  [۵۳] در توافق است. با افزایش آرایش  $La$  و  $Nd$  به ازای  $x=0.15$  در ترکیب  $Gd_{123}$  مقدار  $\beta$  به ترتیب به مقادیر  $0.47$  و  $0.49$



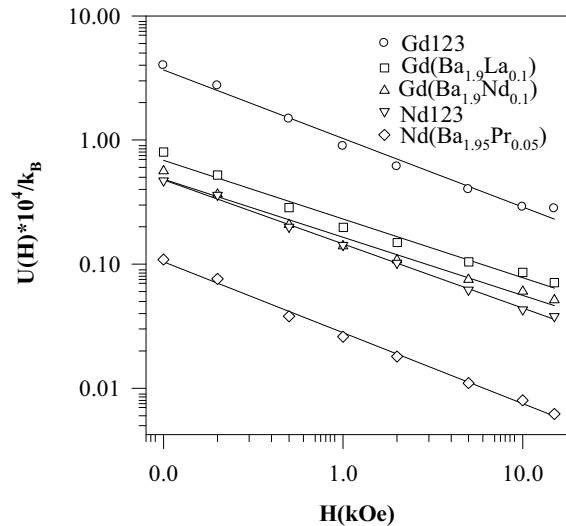
شکل ۹. تغییرات  $J_c(0)$  میدان مغناطیسی در نمونه‌های با آرایشهای مختلف.

نشان داد که داده‌های تجربی در دماهای نزدیک به  $T_c$  انطباق خوبی با منحنی  $AH$  ندارند و مدل TAFC در توصیف پهن شدگی مقاومت در ناحیه نزدیک به  $T_c$  استفاده شده است [۵۱]. ما نیز از این مدل در بررسی پهن شدگی در قسمت دم منحنیهای مقاومت مغناطیسی استفاده کردیم. در مدل TAFC مقاومت در حضور میدان مغناطیسی به صورت زیر تغییر می‌کند.

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (6)$$

$U$  انرژی فعال سازی شار یا انرژی میخکوبی نامیده می‌شود که به دما و میدان مغناطیسی بستگی دارد. این مدل در ناحیه نزدیک  $T_c$  قابل کاربرد است، در دماهای بالاتر باید شرط  $U > k_B T$  برقرار باشد تا خزش شار باعث ایجاد مقاومت شود، در غیر این صورت شارش شار هم خواهیم داشت. در این حالت شارش شار پدیده غالب در ایجاد مقاومت در ناحیه گذار است. در نمونه‌های با دمای گذار بالا و  $T_c$  پایین (یعنی گذار پهن) می‌توان در ناحیه نزدیک  $T_c$  از وابستگی دمایی انرژی میخکوبی صرف نظر کرد و این مدل را به صورت  $\rho = \rho_0 \exp(-U_0/k_B T)$  در این موارد منحنی  $\ln p$  بر حسب  $1/T$  در دماهای پایین کاملاً خطی است، همان طور که در نمونه  $Bi_7Sr_7CaCu_7O_8$  گزارش شده است [۵۳].

شعاع یونی عنصر جانشین شده در مکان Ba کاهش می‌یابد، این مقادیر برای آرایش La, Pr و Nd به ترتیب برابر ۰/۲۲، ۰/۲ و ۰/۱۸ است. بنابراین به نظر می‌رسد در مکان Pr در مکان Ba، شبیه سایر یونهای ۳ ظرفیتی بر ساختار نمونه اثر می‌گذارد. در تمامی ترکیبات، افزایش آرایش باعث افزایش مقاومت حالت بهنجار، کاهش دمای گذار و همچنین افزایش پهن شدگی ناحیه گذار می‌شود. در ترکیب ۱۲۳ Gd(BaLR) کاهش دمای گذار ابررسانایی با کاهش شعاع یونی LR شدیدتر می‌شود. مقایسه اضمحلال ابررسانایی در سیستم ۱۲۳ R(BaPr) با مقادیر مختلف آرایش Pr بیانگر این مطلب است که هرچه شعاع یونی R بزرگتر باشد اثر Pr در تخریب ابررسانایی و افت دمای گذار بیشتر است. به نظر می‌رسد ممان مغناطیسی آنها در ساختار ۱۲۳، چه در مکان R و چه در مکان Ba، اثر قابل توجهی در اضمحلال ابررساناش ندارد. همچنین آرایش Pr در مقایسه با La و Nd موجب ایجاد مقاومت بیشتری در فاز بهنجار می‌شود. بررسی حالت بهنجار نمونه‌ها نشان می‌دهد برای مقادیر آرایش بیشتر از  $x_{e}^{SIT}$  رژیم ۳D-VRH رژیم رسانشی غالب می‌باشد که در توافق با سازوکار هدایت در نیمرساناهای معمولی است. همچنین مقاومت مغناطیسی ایجاد شده با افزایش آرایش و افزایش میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد. این افزایش مقاومت به دلیل کاهش انرژی میخکوبی و انرژی زوج شدگی ارتباطات جوزفسون است. همچنین چگالی جریان بحرانی به صورت توانی با افزایش میدان کاهش می‌یابد.



شکل ۱۰. تغییرات انرژی فعال سازی با میدان مغناطیسی در نمونه‌های با آرایشهای مختلف

می‌رسد و افزایش بیشتر آرایش منجر به افزایش مقدار  $\beta$  در این دو ترکیب می‌شود. مقدار  $\beta$  در ترکیب ۱۲۳ Nd در نمونه  $x=0/05$  به مقدار ۰/۵۷ و در آرایش به مقدار ۰/۱ به ۰/۹۴ می‌رسد. بنابراین افزایش آرایش باعث کاهش شدیدتر انرژی میخکوبی با میدان شده است و این کاهش برای آرایش Pr شدیدتر از Nd و La است.

#### ۴. نتیجه‌گیری

با افزایش مقدار آرایش مقدار اکسیژن نمونه‌ها در هر سه ترکیب افزایش یافته و مقدار بحرانی آرایش برای گذار O-T با کاهش

#### مراجع

- محمد اخوان و زهراسادات یمنی، "پیشرفتهای ابررسانایی دمای بالا"، انتشارات دانشگاه صنعتی شریف، جلد اول (۱۳۸۲).
- M Akhavan, *Physica B* **321** (2002) 265; M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. (b)* **241** (2004) 1242.
- Z Zou, J Ye, K Oka, Y Nishihara, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 1074; H A Blackstead, J D Dow, B Chrisley, J S Horwitz, M A Black, P J McGinn, A E Klunzinger and D B Pulling, *Phys. Rev. B* **54** (1996) 6122.
- Y Xu, M J Kramer, K W Dennis, H Wu, A O Connor, R W McCallum, S K Malik and W B Yelon, *Physica C* **333** (2000) 195.
- Y Xu and W Guan, *Phys. Rev. B* **45** (1992) 3176.
- K G Frase, D R Clarke, *Adv. Ceram. Mater* **2** (1987) 295.
- P W Anderson, Z Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 132; M Akhavan, *Physica C* **250** (1995) 25.
- B I Shklovskii, A L Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer Series in Solid State Sciences **45** (Springerverlag, 1984).
- Y K Kuo, C W Schneider, D T Verebelyi, M V Nevitt, M J Skove, G X Tessema, H Li and J M Pond, *Physica C* **319** (1999) 1; H C Yang et al., *Phys. Rev. B* **39** (1989) 9203.

- E V Antipov, J J Capponi M Marezio, J P Julien, J L Tholence, *Materials Research Bulletin* **32** (1997) 983.
36. N F Mott and E A Davis, "Electronics Processes in Non-Crystalline Materials", Second ed. (Clarendon, Oxford, 1979).
37. X W Cao, Z H Wang, Y J Tang, *Physica B* **212** (1995) 411.
38. Y Xu, S S Ata-Allah, M G Berger and O Glück, *Phys. Rev. B* **53** (1996) 15245.
39. B Dabrowski et al., *Physica C* **156** (1988) 34; E J Osquiguil et al., *Phys. Rev. B.* **37** (1988) 2840.
40. V Dallacasa et al., *J. Alloys & Comp.* **195** (1993) 531.
41. J C Philips, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 5019; *ibid*, **41** (1990) 850.
42. V Ponnambalam, U V Varadaraju, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 8764.
43. P Maleki and M Akhavan, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** (2005) 7934.
۴۴. پرستو ملکی و محمد اخوان، مقاله نامه هفتمین کنفرانس ماده چگال انجمن فیزیک ایران، دانشگاه علم و صنعت (۱۳۸۳) ۲۵۴.
45. Z Yamani and M Akhavan, *Solid State Commun.* **107** (1998) 197.
۴۶. پرستو ملکی، حسین خسروآبادی و محمد اخوان، مقاله نامه ششمین کنفرانس ماده چگال انجمن فیزیک، دانشگاه یزد (۱۳۸۱) ۴۹.
47. D H Kim, K E Gray, R T Kampwirth and D M McKay, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 6249.
48. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Physica C* **390** (2003) 134.
49. C Gaffney, H Peterson and R Bedner, *Phys. Rev B* **48** (1993) 3388.
50. C Wright, K Zhang, A Erbil. *Phys. Rev. B.* **44** (1991) 863.
51. H S Gamchi, G J Russell and K N R Taylor, *Phys. Rev B* **50** (1994) 12950.
52. M Kariminezhad, H Khosroabadi and M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. (c)* **1** (2004) 1855.
53. T T M Palstra, B Batlogg, R B van Dover, L F Schneemeyer and J V Waszczak, *Phys. Rev. B* **41** (1990) 6621.
54. P Maleki, H Khosroabadi and M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. (c)* **1** (2004) 1871.
55. E Horng et al., *Physica C* **185-189** (1991) 2221.
56. M Tinkham, "Introduction to Superconductivity" McGraw-Hill Press, New York (1975).
57. G Deutscher and K A Muller, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1745.
58. H Kim et al., *Phys. Rev. B* **41** (1990) 11642.
59. M Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1658.
60. R Gross, P Chaudhari, D Dimos, A Gupta and G Koren, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 228.
61. Z H Wang and X W Cao, *Solid State Commun.* **109** (1999) 709.
10. C Quitmann, D Andrich, C Jarchow, M Fleuster, B Beschoten, G Guntherodt, V V Moshchalkov, G Mante and R Manzke, *Phys. Rev. B* **64** (1992) 11813.
۱۱. پرستو ملکی، "ساخت و بررسی خواص الکتریکی و مغناطیسی Nd(Ba<sub>۱-x</sub>Pr<sub>x</sub>)Cu<sub>۱-y</sub>O<sub>v+δ</sub> پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف (۱۳۸۲). محبوبه میرزاده نیاسر، "ساخت، مشخصه یابی و بررسی خواص الکتریکی و مغناطیسی ترکیبهای "Gd(Ba<sub>۱-x</sub>Nd<sub>x</sub>)Cu<sub>۱-y</sub>O<sub>v+δ</sub> و Gd(Ba<sub>۱-x</sub>La<sub>x</sub>)Cu<sub>۱-y</sub>O<sub>v+δ</sub> پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف (۱۳۸۲)
12. V E Gasumyants and M V Elizarova, *Phys. Rev. B* **61** (2000) 12404.
13. Z Yamani and M Akhavan, *Physica C* **268** (1996) 78.
14. J B Goodenough and J M Lango, *Landolt-Bornstein Tabellen*, New Series, Vol. III/4a, Springer, Berlin, 1970.
15. S Li, E A Hayri, K V Ramanujachary and M Greenblatt, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 2450.
16. D A Lide, H P R Frederikee Eds., *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 75<sup>th</sup> edn., CRC Press, FL, 1995.
17. W H Tang, J Gao, *Physica C* **298** (1998) 66.
18. R J. Cava, Bibatbogg, R M Fleming, S A Sunshine and A Ramire, *Phys. Rev. B* **37** (1988) 5912.
19. W Wong-Ng, B Paretzkin and E R Fuller, *J. Solid State Chem* **85** (1990) 117.
20. M J Kramer, S I Yoo, R W McCallum, W B Yelon, H Xie and P Allenspach, *Physica C* **219** (1994) 145.
21. M R Mohammadzadeh and M Akhavan, *Phys. Rev. B* **68** (2003) 104516.
۲۲. محبوبه میرزاده و محمد اخوان، مقاله نامه هفتمین کنفرانس ماده چگال انجمن فیزیک ایران، دانشگاه علم و صنعت (۱۳۸۳) ۵۳.
23. M Mirzadeh and M Akhavan, *Eur. Phys. J. B* **43** (2005) 305.
24. M Mirzadeh and M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. (b)* **243** (2006) 2819.
25. B Ellman et al., *Phys. Rev. B* **39** (1989) 9012; P. Mandal et al., *Phys. Rev. B* **43** (1991) 13102.
26. L Colonescu, J Berthon, R Suryanarayanan and I Zelenay, *Physica C* **291** (1997) 85.
27. Z Mokhtari, H Khosroabadi and M Akhavan, *Phys. Stat. Sol. (c)* **1** (2004) 1891.
28. Y Xu et al., *Solid State Commun.* **80** (1991) 105.
29. M Mohammadzadeh and M Akhavan, *Eur. Phys. J. B* **33** (2003) 381.
30. R J Cava et al., *Physica C* **156** (1990) 419.
31. A Tokiwa et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **27** (1988) L1009.
32. Z Mokhtari and M Akhavan, submitted to *Phys. Stat. Sol. (b)*.
33. M B Maple, *Appl. Phys.* **9** (1976) 176.
34. A L Efros and B I Shklovskii, *Phys. C* **8** (1975) L49.
35. M V Lobanov, E M Kopnin, D Xenikos, A J Grippa,