



1.2199

۸۷/۱/۱۰۵۰۴۴
۸۷/۱۱/۱۵



دانشگاه فردوسی مشهد

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک حالت جامد

ساخت ابررسانای $YBa_2Cu_3O_7$ به روش سل-ژل و
بررسی اثر ناخالصی Er_2O_3 بر دمای گذار این ترکیب

نگارش

افرا ابراهیمی مقدم

استاد راهنما

آقای دکتر ناصر تجبر

استاد مشاور

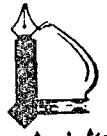
آقای دکتر محمدرضا علی نژاد

۱۳۸۷ / ۸ / ۱۵

شهریور ۱۳۸۷

۱۰۲۸۹۹





دفتر مدیریت تحصیلات تکمیلی

* فرم ارزشیابی پایان نامه کارشناسی ارشد *

تاریخ:

شماره:

پیوست: حلامه پایان نامه انگلیسی و فارسی

نام و نام خانوادگی دانشجو: دکتر ابراهیم مقدم تاریخ شروع تحصیل: ۱۳۸۸
 رشته و گرایش تحصیلی: تربیت مدرس تاریخ دفاع: ۱۳۹۰/۴/۸۷
 عنوان پایان نامه: ساخت اپراتورهای با قابلیت پردازش داده‌های نامرتب
 تعداد واحد جبرانی: نام و نام خانوادگی استاد راهنما: دکتر ناصر مجری
 شماره مقاله: ۳۲۰

ملاحظات	نمره کسب شده	حداکثر نمره	معیارهای ارزشیابی
کیفیت نگارشی	۱۷/۵	۳	انسجام در تنظیم و تدوین مطالب، حسن نگارش و رعایت دستورالعمل
			کیفیت تصاویر، اشکال و منحنی های استفاده شده
کیفیت علمی	۱۱/۵	۱۲	بررسی تاریخچه موضوع و بیان سابقه پژوهش در موضوع
			ابتکار و نوآوری
			ارزش علمی و یا کاربردی
			استفاده از منابع و مواخذ به لحاظ کمی و کیفی (به روز بودن)
کیفیت نظرات و پیشنهادات برای ادامه تحقیق			
کیفیت ارائه	۳/۷۵	۳	تسلط به موضوع و توانایی در پاسخگویی به سئوالات در جلسه دفاع
			نحوه ارائه (رعایت زمان - تفهیم موضوع، کیفیت ترانس پرئسی و ...)
مقاله	۱	۱	مقاله مستخرج از پایان نامه که بر اساس دستورالعمل تهیه و به تأیید استاد راهنما رسیده و به همراه پایان نامه تحویل گردیده است
انجام به موقع	۱	۱	اتمام به موقع دوره و تحویل گزارشات
	۱۹	۲۰	نمره پایان نامه

اعضاء هیئت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتب علمی	نام دانشگاه	اعضاء
استاد راهنما	دکتر ناصر مجری	استاد	گیلان	
استاد مشاور	مهندس دکتر علی زوراد	استاد	گیلان	
عضو دفاع (استاد مدعو)	دکتر هادی عربتی	دانشیار	گیلان	
عضو دفاع و نماینده تحصیلات تکمیلی گروه	مهندس رضایی	استاد	گیلان	

جلسه دفاع در تاریخ ۱۳۹۰/۴/۸۷ برگزار گردید و نمره نامبرده ۱۹/۵ حروف می باشد که با توجه به ماده ۲۰ آئین نامه آموزشی دوره کارشناسی ارشد نا پیوسته مصوب ۷۳/۱۰/۲۵ به آن درجه حالی تعلق میگیرد.
 نام و نام خانوادگی مدیر گروه:
 امضاء و تاریخ:

* سهم اعضای هیئت داوران در ارزشیابی یکسان است.
 * محاسبه میانگین و اعمال یک نمره مربوط به بخش اتمام به موقع با توجه به تاریخ شروع و پایان تحصیل توسط نماینده تحصیلات تکمیلی گروه انجام میگیرد.

**** (لطفاً به توضیحات مندرج در پشت برگه توجه فرمائید) ****

تقدیم به

پدر عزیزم

مادر فداکارم

همسر مهربانم

چکیده

در میان ابررساناهای دمای بالا ترکیب ابررسانای $YBa_2Cu_3O_7$ به دلیل داشتن دمای بحرانی بالا در کاربردهای رسانش جریان‌های الکتریکی بالا (مثل مولدها، مبدل‌ها، هدایت‌کننده‌های جریان و کابل‌های انتقال نیرو) بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در عین حال آماده‌سازی ترکیب یاد شده در صنعت تولید مواد دشوار است و خواص فیزیکی نمونه‌های تولید شده به روش ساخت بستگی دارد. یکی از روش‌های موفق تهیه پودر اولیه ابررسانای $YBa_2Cu_3O_7$ روش شیمیایی سل-ژل است. در این روش پودر اولیه با توزیع همگن‌تر اجزاء، واکنش پذیری بهتر مواد، چگالی بالاتر و اندازه کوچک‌تر ذرات بدست می‌آید و در کل تعداد مراحل ساخت و زمان انجام آن کاهش می‌دهد.

در این پایان‌نامه ابررسانای $YBa_2Cu_3O_7$ به روش سل-ژل تهیه و عوامل موثر در این روش مورد مطالعه قرار گرفت و اثر افزودن درصد‌های مختلف پودر Er_2O_3 بر این ترکیب و همچنین اثر بازپخت نیز بررسی شده است. در نمونه‌های نهایی دمای گذار ابررسانایی بین $93/5$ تا 107 کلوین می‌باشد. بررسی اثر بازپخت نمونه‌ها نشان می‌دهد که افزایش مدت زمان گرمادهی در مرحله تکلیس و تفجوشی از یک روز تا سه روز در بهبود خواص ابررسانایی در این ترکیب بسیار مفید بود. مجموعه نتایج نشان می‌دهد که بهترین خواص ابررسانایی برای نمونه محتوی 10% ناخالصی Er_2O_3 بدست می‌آید. افزایش درصد ناخالصی Er_2O_3 به بیش از 10% تضعیف خواص ابررسانایی را به دنبال داشت.

فهرست مطالب

۱

ابرسانایی

۲	۱-۱ مقدمه
۲	۲-۱ وقوع ابرسانایی
۴	۳-۱ رفتار مغناطیسی و اثر ملی سنر
۶	۴-۱ ابرساناهای نوع اول و دوم
۸	۵-۱ تکانه الکترو مغناطیسی و معادله لندن
۱۲	۶-۱ اثر مایسنر
۱۵	۷-۱ کاربرد ترمودینامیک
۱۹	۸-۱ زوج‌های کوپر و نظریه BCS
۲۴	۹-۱ طول هم‌دوسی
۲۵	۱۰-۱ جریان پایا و تابع موج ابررساننده
۲۵	۱۱-۱ کوانتش شار
۲۸	۱۲-۱ ابررسانایی دمای بالا

۲

ساختار و ریز ساختار YBCO

۳۶	۱-۲ مقدمه
۳۶	۲-۲ ترکیب $YBa_2Cu_3O_7$
۳۷	۳-۲ فاز تتراگونال
۳۹	۴-۲ فاز اورتورومبیک
۴۰	۵-۲ صفحه CuO_2
۴۳	۶-۲ نقش δ در ترکیب $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
۴۵	۷-۲ بررسی ساختاری ترکیب $YBa_2Cu_3O_7$
۴۷	۸-۲ جایگزینی عناصر اتمی مختلف در ترکیب $YBa_2Cu_3O_7$
۴۹	۹-۲ ریز ساختار ترکیبات ابررسانای «۱۲۳»
۴۹	۱۰-۲ خواص ابررسانایی دانه‌ای
۵۱	۱۱-۲ مشخصه‌های ریزساختاری
۵۱	۱-۱۱-۲ دوقلوبی
۵۳	۲-۱۱-۲ مرزدانه‌ها
۵۴	۳-۱۱-۲ نقص‌های روی هم‌چینی

۵۴	۴-۱۱-۲ تاثیر اکسیژن بر روی ریز ساختار و خواص ابررسانایی
۵۵	۵-۱۱-۲ دررفتگی‌ها
۵۶	۶-۱۱-۲ رسوبات

۳

روشهای ساخت و اندازه‌گیری

۶۱	۱-۳ روش سل-ژل
۶۱	۱-۱-۳ تاریخچه فرآیند سل-ژل
۶۲	۲-۱-۳ فرآیند سل-ژل
۶۲	۳-۱-۳ مسیر الکوکسیدی
۶۳	۴-۱-۳ مسیر کلوتیدی
۶۴	۵-۱-۳ مراحل فرآیند سل-ژل
۶۴	۶-۱-۳ انواع ژل‌ها
۶۵	۷-۱-۳ مزایا و معایب روش سل-ژل
۶۶	۲-۳ کلیات روش ساخت
۶۷	۱-۲-۳ عامل کمپلکس دهنده
۶۸	۲-۲-۳ عامل اتصال کمپلکس‌ها
۶۸	۳-۲-۳ لخته شدن (ژل شدن) کلویدها
۶۹	۴-۲-۳ تکلیس
۷۰	۵-۲-۳ نفجوشی
۷۱	۳-۳ روش ساخت نمونه‌ها
۷۱	۱-۳-۳ مراحل ساخت نمونه اول
۷۱	الف - عنصرسنجی (Stoichiometry) و توزین پودرها
۷۲	ب - تهیه محلول اولیه
۷۲	پ - تهیه محلول پایه
۷۳	ت - تهیه ژل
۷۳	۲-۳-۳ مراحل ساخت نمونه دوم
۷۳	الف - استوکیومتری و توزین پودرها
۷۴	ب - تهیه محلول اولیه
۷۵	پ - تهیه محلول پایه
۷۶	ت - تهیه ژل
۷۶	ث - خشک کردن
۷۶	ح - کلسینه کردن

۷۷	ج - قرص سازی
۷۸	ح - تفجوشی
۷۸	۳-۳-۳ مراحل ساخت نمونه سوم
۷۹	الف- استوکیومتری و توزین پودرها
۸۰	ب - تهیه محلول اولیه
۸۱	پ - تهیه محلول پایه
۸۱	ت - تهیه ژل
۸۱	ث - خشک کردن
۸۲	ح - کلسینه کردن
۸۳	ج - قرص سازی
۸۳	ح - تفجوشی
۸۴	۴-۳-۳ نمونه‌های نهایی
۸۵	۱-۴-۳-۳ روش ساخت نمونه‌های نهایی
۸۶	۴-۳ روشهای اندازه‌گیری
۸۶	۱-۴-۳ روش چارسوزنی خطی
۸۸	۲-۴-۳ آزمایش اثر مایسنر
۸۸	۳-۴-۳ طرح پراش پرتو X

۲

نتایج و اندازه‌گیری‌ها

۹۳	۱-۴ طرح‌های پراش پرتو X
۹۳	۱-۱-۴ طرح‌های پراش پرتو X نمونه‌های اولیه
۹۶	۲-۱-۴ طرح‌های پراش پرتو X نمونه‌های نهایی
۱۰۴	۲-۴ نتایج اندازه‌گیری‌های الکتریکی
۱۰۴	۱-۲-۴ نتایج دمای بحرانی
۱۱۲	۳-۴ جمع بندی

فصل اول

ابررسانایی

مقدمه

وقوع ابررسانایی

رفتار مغناطیسی و اثر مایسنر

ابررساناهای نوع اول و دوم

تکانه الکترو مغناطیسی و معادله لندن

اثر مایسنر

کاربرد ترمودینامیک

زوج‌های کوپر و نظریه BCS

طول هم‌دوسی

جریان پایا و تابع موج ابررساننده

کوانتش شار

ابررسانایی دمای بالا

مراجع

۱-۱ مقدمه

ابررسانایی از بدو اکتشاف آن در ۱۹۱۱، امید بخش امکان استفاده‌های فراوان بوده است، از آن جمله توزیع الکتریسیته با کارایی بالا و هم چنین مغناطیس‌های با میدان قوی را می‌توان نام برد. رشته ابررسانایی چند چالش مهم را پیش‌رو قرار می‌دهد. اول از همه مکانیزمی است که منجر به این پدیده می‌شود. این کار را نمی‌توان با تقریب تک الکترونی که تاکنون استفاده کرده‌ایم انجام داد، که به موجب آن فرض می‌کنیم هر الکترون به طور مؤثر مستقل از الکترون‌های دیگر عمل می‌کند. دشواری استنباط مکانیزم ابررسانایی توسط این حقیقت مورد تاکید قرار می‌گیرد که نزدیک پنجاه سال از اولین مشاهده این پدیده طول کشید تا نخستین نظریه رضایت بخش مربوط به سازوکارهای بنیادی آن توسعه پیدا کند. در طول سال‌های ۱۹۶۱ تا ۱۹۷۰ با الهام از این تئوری مجموعه‌ای از ابررساناهای بهبود یافته توسعه پیدا کردند که بالاترین دمای بحرانی آنها نزدیک 20K بود. مبتنی بر توجیهات تئوری، بسیاری بر این باور بودند که این دما بالاترین T_c قابل دسترس است. کشف ماده ابررسانای $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ با $T_c = 35\text{K}$ توسط بدنورز و مولر^۱ (۱۹۸۶) فاز جدید و هیجان‌انگیزی در تحقیقات ابررسانایی به وجود آورد که منجر به ساخت مواد ابررسانای جدیدی با دمای گذاری بالاتر از دمای نیتروژن مایع (77K) گردید، اما در عین حال مساله مکانیزم بنیادی ابررسانایی دمای بالا (high-T_c) را پیش‌رو گذاشت.

این فصل را با مروری بر برخی از جنبه‌های تجربی کلیدی ابررسانایی آغاز می‌کنیم و سپس به طرح نظریه BCS برای ابررسانایی متعارف و پیامدهای آن می‌پردازیم [۱].

۲-۱ وقوع ابررسانایی

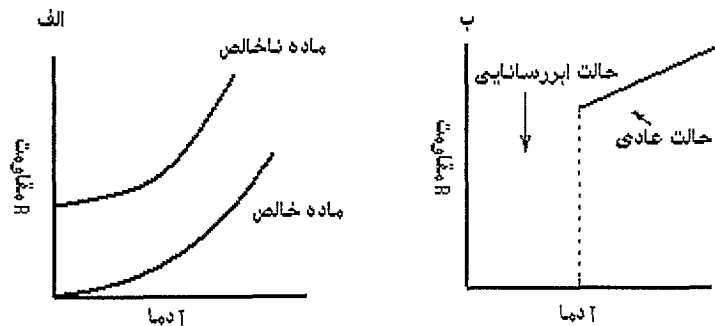
ابتدا یک فلز عادی را در نظر بگیرید که مقاومت DC آن p باشد، به طوری که چگالی جریان J در میدان الکتریکی خارجی E به صورت زیر داده می‌شود.

1- Bednorz and Muler

$$E = \rho J \quad (1-1)$$

مقاومت در چنین فلزی دو مؤلفه اصلی دارد، (الف) ناشی از افت‌وخیزهای گرمایی اتم‌ها و (ب) ناشی از ناخالصی‌ها و دررفتگی‌های بلور. هر دو این پروسه‌ها الکترون‌ها را پراکنده می‌کنند (یک شبکه کامل بدون نقص الکترون‌ها را پراکنده نمی‌کند).

با کم شدن دما، نوسانات شبکه نیز کاهش می‌یابند و در نتیجه آن مشاهده شده است که مقاومت نیز کاهش می‌یابد. شکل ۱-۱ (الف) به طور شماتیک مقاومت یک فلز عادی دارای ناخالصی و نیز همان فلز عادی با خلوص بالا را در نزدیکی $T = 0$ نشان می‌دهد: در مورد اول مقاومت متناهی می‌باشد، اما در مورد آخری، برای یک نمونه خالص در حد $T \rightarrow 0$ داریم $\rho \rightarrow 0$. در سال ۱۹۱۱ کارلین اونس^۲ دانشمند هلندی، درست سه سال بعد از اولین موفقیت‌اش در مایع کردن هلیوم، مقاومت جیوه را در دماهای پایین اندازه گرفت. او مشاهده کرد که مقاومت جیوه در یک دمای متناهی ($T_c \sim 4.2\text{K}$) دستخوش گذار از فاز عادی به فاز ابررسانا شد که در دماهای پایین تر از T_c ، $\rho \sim 0$ بود (شکل ۱-۱ (ب)). به دلیل خطاهای تجربی برای او روشن نبود که آیا $\rho \sim 0$ یا دقیقاً $\rho = 0$ است. بهترین وسیله مشاهده مقاومت حلقه جریان بسته‌ای



شکل ۱-۱ (الف) تغییرات مقاومت با دما برای یک ماده عادی و نیز بلور با خلوص بالا (ب) گذار ابررسانایی در دمای پایین در جیوه

با خودالقایی L است که جریان می بایست با ثابت زمانی $\tau = L/R$ افت کند. بعد از مشاهده جریان پایا به مدت یک سال، حد بالایی برای τ متناظر با یک حلقه بسته ابررسانا تعیین کردند که حدود 100000 سال بود، که ایجاب می کند مقاومت ابررسانا $\rho < 10^{-26} \Omega m$ بیش از 10^5 برابر کوچک تر از حالت عادی، که از آنجا فرض $\rho = 0$ در ابررساناها توجیه می شود [۲].

فلزات بسیاری (اما نه همه آنها) ابررسانا هستند که دمای گذار مشاهده شده آنها از $T_c = 0.1 K$ در تنگستن تا $T_c = 9.2 K$ در نیوبوم Nb تغییر می کند. شاید تعجب آور باشد که مشاهده ابررسانایی بستگی بسیار ضعیفی به خلوص فلز دارد، هم چنین تغییری در ساختار بلوری در دماهای پایین تر از دمای گذار مشاهده نشده است. تعداد زیادی از آلیاژها و ترکیبات نیز ابررسانا می باشند. در سال ۱۹۷۲، Nb_3Ge با دمای $T_c = 23 K$ کشف شد، و تا آن زمان این دما نزدیک به بالاترین دمای گذار در ابررساناهای متعارف بود. شکل ۱-۲ نشان می دهد که پس از کشف $La_{1-x}Ba_xCuO_4$ با $T_c = 125 K$ در سال ۱۹۸۶، در دو سال بعد از آن ابررساناهای با دمای گذار بالاتر ساخته شدند که همگی مبتنی بر اکسید مس بودند، مانند $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ با $T_c = 125 K$ که بالاترین T_c مشاهده شده در موارد ابررساناست. اخیرا با کشف ابررسانایی در MgB_2 با T_c نزدیک $40 K$ [۳]، روح تازه ای به ابررسانایی دمیده شده است.

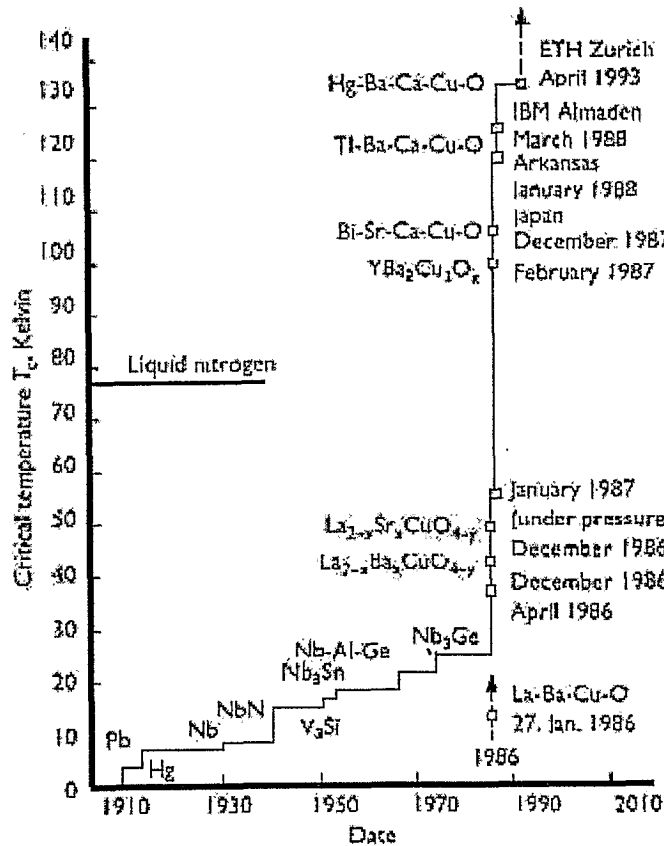
۳-۱ رفتار مغناطیسی و اثر مایسنر^۳

ابررساناها فقط یک «رسانای کامل»^۴ نیستند. این مطلب با رفتار آنها در میدان مغناطیسی نشان داده می شود که متفاوت از رفتار یک رسانای کامل است. درون یک رسانای کامل باید $E = 0$ باشد، چرا که بارها می توانند خود را باز-توزیع کنند به طوری که هر میدان غیر صفر درون رسانا به صفر برسد. بنابراین از معادله ماکسول برای یک رسانای کامل داریم:

$$-\frac{\partial B}{\partial T} = \nabla \times E = 0 \quad (2-1)$$

3- Meissner effect

4- Perfect Conductor



شکل ۱-۲ دمای گذار برای برخی از ابررساناها که بر حسب سال اکتشاف رسم شده است [۴].

به طوری که درون چنین رسانای کاملی، میدان مغناطیسی B می‌بایست مستقل از زمان باشد.

رسانایی با مقاومت غیرصفر ($T > T_c$) را نظر بگیرید که در میدان مغناطیسی B_{app} قرار گرفته است. پذیرفتاری مغناطیسی چنین رساناهایی خیلی کوچک است ($\chi \sim 10^{-5}$)، به طوری که میدان مغناطیسی به طور مؤثر درون رسانا نفوذ می‌کند و می‌توان گفت درون رسانا $B = B_{app}$. حال دما را تا زیر دمای بحرانی ابررسانایی ($T < T_c$) کاهش می‌دهیم. اگر ابررسانا فقط یک رسانای کامل می‌بود، می‌بایست میدان مغناطیسی B درون ماده بدون تغییر باقی می‌ماند و هنوز می‌داشتیم $B = B_{app}$. اما اتفاقی که روی می‌دهد اینگونه نیست. در عوض جریانی در سطح ابررسانا بوجود می‌آید که اثر آن خارج کردن شار مغناطیسی از درون ابررسانا است، به طوری که درون

ابررسانا $B = 0$ و بنابراین B افزایشی قابل اندازه‌گیری در بیرون از ابررسانا نشان می‌دهد. حال اگر میدان خارجی را در $T < T_c$ برداریم انتظار داریم که جریان القایی سطحی در رسانای کامل همچنان $B = B_{app}$ را حفظ کند، که می‌تواند منجر به مقدار قابل اندازه‌گیری B در بیرون رسانای کامل بشود. اما مشاهده می‌شود که هم در بیرون و هم درون ابررسانا $B = 0$ می‌باشد. بنابراین ابررسانا چیزی بیش از یک رسانای کامل است. ابررسانا مانند یک ماده دیامغناطیس کامل نیز رفتار می‌کند. به این اثر، اثر مایسنر گفته می‌شود. درون ابررسانا میدان مغناطیسی به صورت زیر داده می‌شود

$$B = \mu_0 (H_{ext} + M) = 0 \quad (3-1)$$

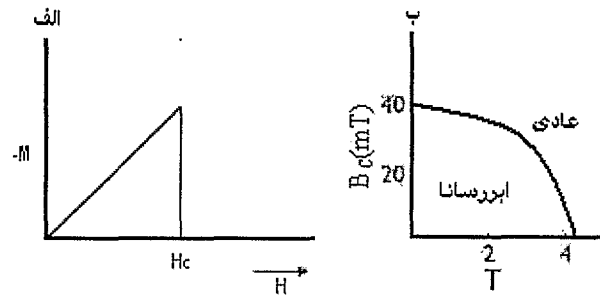
که M مغناطش ناشی از جریان سطحی است و H_{ext} میدان خارجی اعمال شده است، به طوری که $M = -H_{ext}$ و

$$\chi = M/H = -1 \quad (4-1)$$

۴-۱ ابررساناهای نوع I و II

پاسخ یک ابررسانا به میدان مغناطیسی در حال افزایش H_{ext} را می‌توان به دو گروه تقسیم کرد که به آنها ابررساناهای نوع I و II می‌گویند. در یک ابررسانای نوع I با زیاد کردن میدان مغناطیسی، بعد از یک میدان بحرانی $H = H_c$ ، ناگهان خطوط شار به درون ابررسانا نفوذ می‌کنند، و آن را به حالت عادی بر می‌گرداند. برای یک ماده خالص این فرایند بازگشت‌پذیر است و مغناطش به صورتی که در شکل ۳-۱ (الف) داده شده رفتار می‌کند. برای یک ابررسانای نوع I، میدان بحرانی در دمای صفر کلومین نوعاً از حدود $10-100 \text{ mT}$ است و بر حسب دما به صورت (شکل ۳-۱ (ب)) زیر تغییر می‌کند

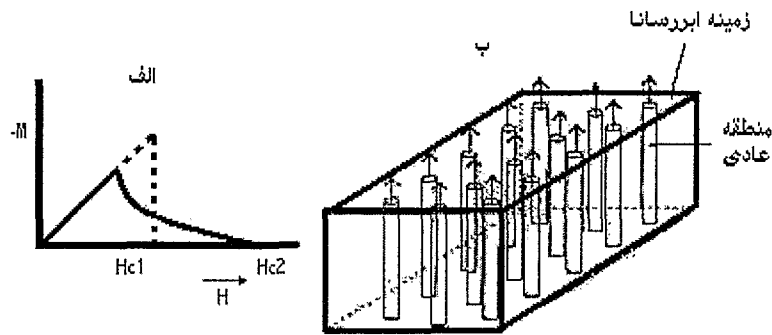
$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (5-1)$$



شکل ۱-۳ الف) مغناطش القایی M بر حسب میدان خارجی H در یک رسانای نوع I. (ب) تغییرات میدان بحرانی $B_c = \mu_0 H_c$ بر حسب دما در جیوه.

این مقادیر کوچک میدان بحرانی ناخوشایند هستند، چرا که از به کار بردن ابررساناهای نوع I در مغناطیس‌های با میدان بالا جلوگیری می‌کند. معمولاً مغناطیس‌های ابررسانا از ابررساناهای نوع II ساخته می‌شود که معمولاً آلیاژ می‌باشد، نه عنصر. یک ابررسانای نوع II تا میدان H_{c1} خطوط شار را به طور کامل از خود بیرون می‌کند و دیامغناطیس کامل می‌باشد (شکل ۱-۴ الف). بالاتر از H_{c1} بخشی از میدان مغناطیسی درون فلز نفوذ می‌کند و با زیاد کردن میدان اندازه مغناطش M کاهش می‌یابد، تا اینکه بعد از میدان بحرانی بالایی H_{c2} ماده کاملاً به حالت عادی در می‌آید. میدان مغناطیسی بحرانی بالایی H_{c2} می‌تواند از مرتبه $10^4 T$ باشد که حدود ۳ مرتبه بزرگتر از ابررساناهای نوع I است. بین H_{c1} و H_{c2} ماده در حالت مخلوط قرار دارد: میدان مغناطیسی درون ناحیه‌های عادی استوانه‌ای نازکی نفوذ می‌کند. که به گردابه‌های شار^۵ معروفند [۵]. هر گرد شاره همانند یک سلنوییدی رفتار می‌کند که یک کوانتوم شار $\Phi = h/2e$ را در

5- Upper Critical Field
6- Flux Vortices



شکل ۴-۱ (الف) مغناطش القایی M بر حسب میدان اعمال شده در یک رسانای نوع II. (ب) بین H_{c1} و H_{c2} میدان مغناطیسی به شکل نواحی استوانه‌ای شکل نفوذ می‌کند که هر کدام از آنها یک کوانتوم شار مغناطیسی را در بر دارند.

برگرفته است. جریانی که حول گرد شاره جاری است، امکان نفوذ میدان مغناطیسی درون ناحیه گرد شاره را فراهم می‌آورد، در حالی که در ناحیه ابررسانای میدان گرد شاره‌ها $B = 0$ و $\rho \rightarrow 0$ می‌باشد (شکل ۴-۱ (ب)).

جریان در یک ابررسانای نوع II خالص، اتلافی می‌باشد. هنگامی که چگالی جریان الکتریکی J درون ماده جاری می‌شود، هر گرد شاره (و بنابراین نواحی عادی) نیروی $F = j \times \Phi_0$ را احساس می‌کند. بنابراین تلاش قابل توجهی صرف توسعه مواد ناخالص شده است که در آنها خطوط شار توسط ناخالصی‌هایی مانند دررفتگی‌ها و مرزهای دانه‌ای می‌خکوب شده و جریان اتلافی ناشی از حرکت نواحی عادی گرد شاره درون ماده حذف می‌شود.

۵-۱ تکانه الکترومغناطیسی و معادله لندن

برای توضیح اثر مایسنر، ابتدا مفهوم تکانه الکترومغناطیسی برای یک ذره باردار کلاسیکی را معرفی می‌کنیم. این کار به ما امکان می‌دهد که حرکت ذرات در میدان مغناطیسی B را بصورتی کارآمد و ساده بررسی کنیم. از آنجایی که دیورژانس میدان مغناطیسی صفر است، $\nabla \cdot B = 0$ ، همیشه می‌توان یک پتانسیل برداری A تعریف کرد، به طوری که $B = \nabla \times A$. اگر ذره ای به جرم

M و بار q که در میدان مغناطیسی $B = \nabla \times A$ حرکت می‌کند را در نظر بگیریم، تکانه کل P آن به صورت زیر داده می‌شود.

$$p = MV + qA \quad (۶-۱)$$

که MV تکانه جنبشی بوده، و qA به تکانه الکترومغناطیسی موسوم است.

می‌توان نشان داد که در حضور میدان‌های مغناطیسی وابسته به زمان، حتی وقتی که B در محل ذره باردار ثابت باشد، تکانه کل p پایسته است. ذره ساکنی به جرم M و بار q را در نظر بگیرید که در فاصله r از مرکز یک سلنوئید ابررسانای دراز (به طور مؤثر بی نهایت دراز) قرار گرفته و جریان آن در دمای $T < T_c$ برابر I است (شکل ۱-۵). توجه کنید، با این که درون سلنوئید میدان متناهی است، روی حلقه C بیرون سلنوئید که ذره باردار بر آن قرار دارد $B = 0$ می‌باشد. اگر دمای سلنوئید را بالاتر از T_c ببریم، جریان I شروع به کاهش خواهد کرد. از آنجا که میدان مغناطیسی درون سلنوئید، شار Φ گذرنده از درون حلقه C نیز کاهش می‌یابد که این امر منجر به یک نیروی (الکتروموتوری) $e.m.f$ در اطراف حلقه می‌شود که قانون فاراده آن را به صورت زیر به دست می‌دهد

$$\oint E \cdot dl = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (۷-۱)$$

که شار Φ بی‌بی که از درون حلقه می‌گذرد به صورت زیر داده می‌شود

$$\Phi = \int B \cdot dS = \int (\nabla \times A) \cdot dS \quad (۸-۱)$$

با استفاده از قضیه استوکس

$$\Phi = \oint A \cdot dl \quad (۹-۱)$$

با جاگذاری از (۹-۱) در (۸-۱) به دست می‌آوریم

$$\oint E \cdot dl = -\oint \frac{\partial A}{\partial t} \cdot dl \quad (۱۰-۱)$$

و می‌توان A را طوری انتخاب کرد که

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} \quad (11-1)$$

تغییر تکانه جنبشی ذره در فاصله زمانی t_1 تا t_2 برابر ضربه نیروی $F = qE$ است که در این بازه

عمل می‌کند:

$$[MV]_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} qEdt = -q \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial A}{\partial t} dt = [-qA]_{t_1}^{t_2} \quad (12-1)$$

که از بازآرایی معادله (۱۲-۱) به دست می‌آوریم

$$MV_1 + qA_1 = MV_2 + qA_2 \quad (13-1)$$

به طوری که تکانه کل $p = MV + qA$ در تمام زمان‌های t که در آن جریان در حال کاهش است، پایسته می‌ماند. بنابراین تعریف مناسب برای تکانه کل یک ذره باردار در حضور میدان مغناطیسی به صورت فوق می‌باشد. می‌دانیم که گذار از مکانیک کلاسیک به مکانیک کوانتومی با تعویض تکانه p با عملگر $-i\hbar\nabla$ انجام می‌پذیرد که

$$p\psi = -i\hbar\nabla\psi \quad (14-1)$$

از آنجایی که p بر حسب عملگر گرادینان تعریف شده است، ایجاب می‌کند که شکل هندسی تابع موج، تکانه p آن را به طور کامل معین می‌کند (تابع موجی که دارای تغییرات سریع بیشتری است، تکانه بیشتری هم دارد).

در اتمهای ایزوله تابع موج صلب است و تا تقریب اول در حضور میدان مغناطیسی B تغییر نمی‌کند. بنابراین اندازه حرکت کل p در یک میدان مغناطیسی خارجی پایستار است. هنگامی که میدان مغناطیسی خارجی صفر است، $A = 0$ ، سرعت متوسط الکترون می‌بایست صفر باشد ($\langle V \rangle = 0$)، که ایجاب می‌کند $p = 0$. بقای تکانه کل ایجاب می‌کند که $MV + qA = 0$ به طوری که برای الکترونی به جرم m_e و بار $-e$ در حضور پتانسیل برداری A می‌توانیم بنویسیم

$$V = \frac{eA}{m_e} \quad (۱۵-۱)$$

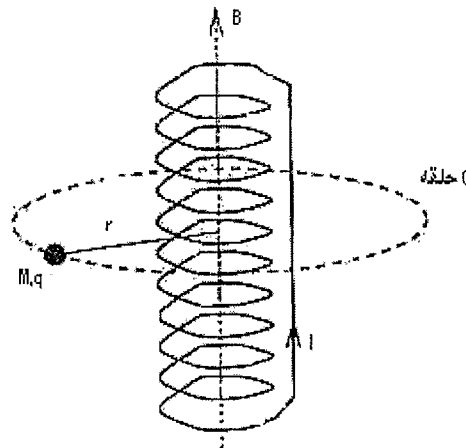
بنابراین چگالی جریان القایی ز حاصل به صورت زیر داده می‌شود

$$j = n(-e)V = -\frac{ne^v}{m_e} A \quad (۱۶-۱)$$

که n چگالی الکترون‌ها بر واحد حجم است. با فرض این که می‌توانیم یک تابع موج (ماکروسکوپی) صلب را به n_s الکترون ابررسانا در واحد حجم نسبت دهیم، برای یک ابررسانا به دست می‌آوریم

$$j = -\frac{n_s e^v}{m_e} \quad (۱۷-۱)$$

با گرفتن کرل از طرفین، به دست می‌آوریم که میدان مغناطیسی B و چگالی جریان j در یک ابررسانا به صورت زیر به هم مربوط می‌شوند



شکل ۱-۵ ذره بارداری به جرم M و بار q که بیرون سلنویید نشسته است هنگامی که جریان به سمت صفر میل می‌کند یک شتاب خالص احساس می‌کند.

$$\nabla \times \mathbf{j} = -\frac{n_s e^2}{m_e} \mathbf{B} \quad (18-1)$$

این رابطه در ۱۹۳۵ توسط فریتس لندن^۷ و هینز لندن^۸ از اثر مایسنر استنتاج شد و به معادله لندن موسوم است.

۶-۱ اثر مایسنر

برای تعیین نحوه تغییرات میدان مغناطیسی \mathbf{B} درون یک ابررسانا، معادله لندن (۱۸-۱) را با معادلات حالت پایای ماکسول برای میدان مغناطیسی ترکیب می‌کنیم

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{j} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (19-1)$$

با گرفتن کرل از معادله اول ماکسول داریم

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \mu_0 (\nabla \times \mathbf{j}) \quad (20-1)$$

در سمت راست معادله بالا با استفاده از معادله لندن برای $\nabla \times \mathbf{j}$ جاگذاری می‌کنیم و در سمت چپ آن از اتحاد برداری $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ استفاده می‌کنیم تا به دست آوریم

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{\mu_0 n_s e^2}{m_e} \mathbf{B} \quad (21-1)$$

با جاگذاری از معادله دوم ماکسول (۱۹-۱) در معادله (۲۱-۱)، معادله درجه دوم زیر را به دست می‌آوریم که تعیین کننده رفتار میدان مغناطیسی \mathbf{B} می‌باشد

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \lambda_L^{-2} \mathbf{B} \quad (22-1)$$

7- firins londen

8- hinz londen