





دانشگاه اصفهان

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش ماده چگال

**اثر فشار بر ضریب گینزبرگ - لاندائو در  $YB_6$**

استاد راهنما:

دکتر محمد علی شاهزمانیان

پژوهشگر:

تقی اکبری چالش‌تری

شهریورماه ۱۳۸۸

کلیه حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات، ابتکارات  
و نوآوری‌های ناشی از تحقیق موضوع این پایان‌نامه  
متعلق به دانشگاه اصفهان است.



دانشگاه اصفهان

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش ماده چگال آقای  
تقی اکبری چالش‌تری تحت عنوان

اثر فشار بر ضریب گینزبرگ - لاندائو در  $YB_6$

در تاریخ ۱۳۸۸/۶/۲۴ توسط هیات داوران زیر بررسی و با درجه عالی به تصویب نهایی رسید.

امضا

۱- استاد راهنمای پایان نامه دکتر محمد علی شاهزمانیان با مرتبه‌ی علمی استاد

امضا

۲- استاد داور داخل گروه دکتر غلامرضا راشدی با مرتبه‌ی علمی استاد یار

امضا

۳- استاد داور خارج از گروه دکتر محمد اعتصامی با مرتبه‌ی علمی استاد یار

امضای مدیر گروه



## چکیده

در این تحقیق اثر فشار بر عامل گینزبرگ - لاندائو در روشی نظری بررسی شده است و نتایج کار تجربی خازانوف و همکارانش [۱۸] اصلاح شده‌اند به نحوی که نتایج نظری حاصل با نتایج تجربی [۱۸ و ۱۹] تطابق خوبی دارند. در ادامه با مقایسه داده‌های تجربی [۱۹] با رابطه‌های به دست آمده عامل کپه‌ای هگزا بوراید ایتیریم ( $YB_6$ ) محاسبه شد و فشاری که تحت آن ماده  $YB_6$  از فاز ابررسانایی نوع دوم به نوع اول گذار می‌کند محاسبه شد. همچنین اثر فشار بر طول همدوسی، عمق نفوذ، جرم موثر و ثابت جفت شدگی الکترون - فونون و دمای بحرانی در ماده  $YB_6$  با استفاده از نظریه BCS مطالعه شد و نتایج با استفاده از نظریه گینزبرگ - لاندائو هم مورد تایید قرار گرفت. سپس رفتار مواد ابررسانا تحت فشار بررسی شدند و فشاری که تحت آن ماده از فاز ابررسانایی به فاز معمولی گذار می‌کند با عنوان فشار بحرانی معرفی شد. با توجه به نظریه اندرسون اثر فشار بر ماده را می‌توان معادل با تراکم ناخالصی فرض کرد که نتایج این تحقیق را با این نظریه نیز بررسی کرده‌ایم. در نهایت بسط انرژی آزاد گینزبرگ - لاندائو را تا مرتبه ششم پارامتر نظم تعمیم دادیم و بعد از محاسبه پارامتر گینزبرگ - لاندائو در دماهای غیر صفر و ابررساناهای غیر همسان‌گرد، اثر فشار بر این عامل مطالعه شده است.

**کلید واژه‌ها:** ابررسانایی، عامل گینزبرگ - لاندائو، فشار، ناخالصی، برهم کنش الکترون - فونون، طول همدوسی، عمق نفوذ، جرم موثر.

## فهرست مطالب

صفحه

عنوان

### فصل اول: مقدمه‌ای بر ابرسانایی

۱-۱	تاریخچه کشف	۱
۲-۱	مقاومت صفر	۲
۳-۱	اثر مایسنر و هادی کامل	۳
۴-۱	گذار فاز از دید ترمودینامیکی	۴
۵-۱	مدل دو شارهای	۷
۶-۱	معادلات لندن	۸
۱-۶-۱	معادله اول لندن	۸
۲-۶-۱	معادله دوم لندن	۹
۳-۶-۱	محدودیتی بر نظریه لندن	۱۱
۷-۱	دو نوع ابرسانا	۱۲
۱-۷-۱	ابرساناهای نوع I یا ابرساناهای پیپارد	۱۳
۲-۷-۱	ابرساناهای نوع II یا ابرساناهای لندن	۱۳
۸-۱	برخی ویژگی‌های دیگر	۱۵

### فصل دوم: نظریه گینزبرگ - لاندائو

۱-۲	مقدمه	۱۹
۲-۲	انرژی آزاد و معادلات گینزبرگ - لاندائو	۲۱
۳-۲	طول همدوسی، عمق نفوذ، اعتبار نظریه گینزبرگ - لاندائو	۲۷
۴-۲	پارامتر گینزبرگ - لاندائو	۳۰
۵-۲	نتیجه‌گیری	۳۲

### فصل سوم: نظریه BCS

۱-۳	مقدمه	۳۳
۲-۳	برهم کنش دو ذره‌ای	۳۵
۳-۳	جفت کوپر	۳۷
۴-۳	حالت پایه BCS	۴۰
۵-۳	نظریه میدان میانگین	۴۲

عنوان	صفحه
۶-۳ نمایش میدان میانگین $\Delta_k$ .....	۴۳
۷-۳ تبدیلات بوگولیووف.....	۴۵
۸-۳ جفت شدگی تک تایی اسپینی و گاف انرژی.....	۵۰
۹-۳ گاف انرژی.....	۵۲
۱۰-۳ نظریه میدان میانگین با در نظر گرفتن تغییرات مکانی.....	۵۵
۱۱-۳ معادلات گورکوف.....	۵۷

### فصل چهارم: هگزا بوراید ایتریم

۱-۴ مقدمه.....	۶۲
۲-۴ ایتریم.....	۶۲
۳-۴ بور.....	۶۴
۴-۴ هگزا بوراید ایتریم ( $YB_6$ ).....	۶۷
۵-۴ نحوه ساخت و رشد بلور.....	۶۸
۶-۴ مقدار گرمای ویژه الکترونی، چگالی حالات و قدرت پیوند در $YB_6$ .....	۷۰
۷-۴ رسانش گرمایی.....	۷۳
۸-۴ نمودار فاز مغناطیسی.....	۷۵
۹-۴ وابستگی خواص ترکیب $YB_6$ به درصد ترکیب بور و ایتریم.....	۷۶
۱۰-۴ نتیجه گیری.....	۷۸

### فصل پنجم: اثر فشار بر عامل گینزبرگ - لاندائو در هگزا بوراید ایتریم

۱-۵ مقدمه.....	۷۹
۲-۵ تاثیر فشار بر انرژی آزاد و گذار فاز ابررسانایی.....	۸۰
۳-۵ اثر فشار بر عامل گینزبرگ - لاندائو در دمای صفر مطلق.....	۸۳
۴-۵ اثر فشار بر عامل گینزبرگ - لاندائو در دماهای بالاتر از صفر مطلق.....	۸۸
۱-۴-۵ با استفاده از نظریه گینزبرگ - لاندائو.....	۸۸
۲-۴-۵ با استفاده از نظریه $BCS$ .....	۸۹
۵-۵ اثر ناخالصی و مسافت آزاد میانگین.....	۹۱
۶-۵ اثر فشار بر برهم کنش الکترون - فونون.....	۹۳
۷-۵ اثر فشار بر دمای بحرانی.....	۹۵

۸-۵	محاسبه عامل گینزبرگ - لاندائو با استفاده از تعمیم نظریه گینزبرگ - لاندائو.....	۹۵
۹-۵	نتیجه‌گیری.....	۱۰۰
پیوست الف:	محاسبه رابطه (۵-۷۱).....	۱۰۳
۱۰-۵	منابع و مآخذ.....	۱۰۵



## فهرست شکل‌ها

صفحه	عنوان
۲.....	شکل (۱-۱) تغییرات مقاومت ویژه الکتریکی فلزات با دما.....
۳.....	شکل (۲-۱) اثر مایسنر- ماده ابررسانا در پایین‌تر از دمای گذار شار مغناطیسی را طرد می‌کند.....
۴.....	شکل (۳-۱) رفتار ابررسانا و رسانای کامل در برابر ترتیب اعمال میدان مغناطیسی و برودت.....
۷.....	شکل (۴-۱) منحنی گرمای ویژه ابررسانا در غیاب میدان مغناطیسی.....
۱۳.....	شکل (۵-۱) طرح‌واره فاز یک ابررسانای نوع I.....
۱۴.....	شکل (۶-۱) طرح‌واره فازهای یک ابررسانای نوع II.....
۱۵.....	شکل (۷-۱) نمایشی از حالت میانی.....
۲۰.....	شکل (۱-۲) تغییرات پارامتر نظم با دما.....
۳۴.....	شکل (۱-۳) برهم کنش دو الکترون از طریق مبادله فونون.....
۳۹.....	شکل (۲-۳) برهم کنش بین جفت‌ها خارج از کره فرمی.....
.....	شکل (۳-۳) مثالی از $V(\mu)$ است که به جفت شدگی موج $s$ منجر شده است. ب- مثال‌هایی از $V(\mu)$ است که به جفت شدگی موج $p$ (خط توپر) و موج $d$ (خط چین) منجر شده است.....
۵۲.....	شکل (۴-۳) واگرایی چگالی حالات.....
.....	شکل (۵-۳) خط توپر با استفاده از نظریه BCS به دست آمده است و حلقه‌ها با استفاده از مقادیر تجربی به دست آمده‌اند.....
۵۴.....	.....
۵۷.....	شکل (۶-۳) وردش گاف انرژی وقتی نمونه با یک فلز معمولی در تماس است. ب- پراکندگی آندریو.....
۶۷.....	شکل (۱-۴) الف و ب : ساختار بلور هگزا بوراید ایتیریم.....
۶۹.....	شکل (۲-۴) الف) مقدار مشاهده شده برای دمای بحرانی با استفاده از منحنی مقاومت ویژه.....
۶۹.....	شکل (۲-۴) ب) مقدار مشاهده شده برای دمای بحرانی با استفاده از منحنی پذیرفتاری ac.....
۶۹.....	شکل (۲-۴) ج) مقدار مشاهده شده برای دمای بحرانی با استفاده از منحنی پذیرفتاری مایسنر.....
۷۰.....	شکل (۳-۴) ناپیوستگی گرمای ویژه در دمای بحرانی در غیاب میدان مغناطیسی.....
۷۲.....	شکل (۴-۴) میدان‌های بحرانی $YB_6$ به صورت تابعی از دما.....
۷۳.....	شکل (۵-۴) نمایش $C_{es}/T$ در مقادیر تجربی و نظری BCS.....
۷۷.....	شکل (۶-۴) مقایسه منحنی‌های مغناطیسی چند نمونه متفاوت بلور هگزا بوراید ایتیریم.....

شکل (۱-۵) تغییرات  $\kappa(0)$  بر حسب فشار در ماده هگزا بوراید ایتريم. این نمودار به صورت تجربی توسط خازانوف و همکارانش [۳۶] به دست آمده است. همان طور که مشاهده می شود رابطه ارائه شده توسط ایشان در فشارهای کم به صورت خطی است..... ۸۶

شکل (۲-۵) وابستگی  $\frac{dT_c}{dP}$  به تراکم ناخالصی ها..... ۹۳

## فهرست جدول‌ها

صفحه	عنوان
۶۴	جدول (۱-۴) برخی از ویژگی‌های ایتريم
۶۴	جدول (۲-۴) ویژگی‌های ایزوتوپی ایتريم
۶۶	جدول (۳-۴) برخی از ویژگی‌های بور
۶۶	جدول (۴-۴) ویژگی‌های ایزوتوپ‌های بور
۷۰	جدول (۵-۴) مقادير اندازه‌گیری شده برای دمای بحرانی
۷۵	جدول (۶-۴) مقادير تجربي به دست آمده برای میدان‌های بحرانی $YB_6$
۷۷	جدول (۷-۴) مقایسه برخی از ویژگی‌های چند بلور متفاوت هگزا بوراید ایتريم

## فصل اول

### مقدمه‌ای بر پدیده ابرسانایی

#### ۱-۱: تاریخچه کشف

در سال ۱۲۳۳ (۱۸۵۴م) دثوور<sup>۱</sup> متوجه شد که مقاومت الکتریکی در دماهای پایین کم می‌شود وی نظریه خطی بودن مقاومت الکتریکی نسبت به دما را بیان داشت. در سال ۱۲۸۷ (۱۹۰۸م) کامرلینگ - اونز<sup>۲</sup> در لیدن هلند موفق به مایع کردن هلیوم شد. وی پس از این موفقیت به مطالعه پدیده‌ها از جمله نظریه دثوور در دماهای پایین پرداخت، چون در آن زمان فلز جیوه بهترین فلز خالص بود اولین آزمایش‌ها بر روی این فلز صورت گرفت. اونز در سال ۱۲۹۰ (۱۹۱۱م) مشاهده کرد مقاومت الکتریکی جیوه برای جریان  $DC$  به ناگهان در دمای  $4/1 K$  به صفر سقوط می‌کند و بعد از این که این پدیده برای تعدادی از عناصر مشاهده شد، این حالت را ابرسانایی نامیدند[۱].

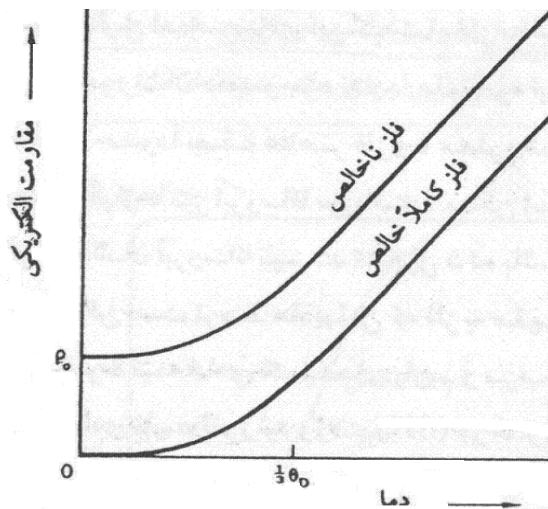
---

<sup>۱</sup> Dewoer

<sup>۲</sup> H. Kamerlingh - Onnes

## ۲-۱ : مقاومت صفر

مشاهدات تجربی حاکی از آن است که مقاومت الکتریکی تا دمایی در حدود یک سوم دمای دبی<sup>۱</sup> که یکی از مشخصه‌های هر ماده است به صورت خطی و در دماهای پایین تر مقاومت با سرعت کمتری کاهش می‌یابد. چون عوامل مولد مقاومت همواره وجود دارند، نباید انتظار بیهوده داشت که با میل دادن دما به صفر مطلق، مقاومت ویژه صفر شود، شکل (۱-۱)[۲].



شکل (۱-۱) - تغییرات مقاومت ویژه الکتریکی فلزات با دما [۲]

عوامل ایجاد کننده مقاومت عبارتند از: ارتعاشات شبکه، ارتعاشات هسته‌های اتم‌ها، وجود ناخالصی‌ها و نقص‌های شبکه هم چون شکستگی‌ها، دررفتگی‌ها و پیچش‌ها [۳].

در برخی از فلزات با کاهش ناخطی مقاومت در دماهای پایین مشاهده می‌شود که در یک دمای ویژه مقاومت الکتریکی به مقدار ناچیز غیر قابل اندازه‌گیری کاهش می‌یابد: گویی مقاومت الکتریکی ماده صفر شده است. دمایی که مقاومت در آن به شدت دچار افت می‌شود دمای بحرانی ابررسانایی نامیده شده است و آن را با  $T_c$  نمایش می‌دهیم. در سال ۱۳۴۱ (۱۹۶۲م) کوین<sup>۲</sup> نشان داد مقاومت ویژه یک نمونه سرب ابررسانا در دمای  $18\text{ K}$  اگر چه صفر نیست اما حداکثر از مرتبه  $(10^{-25} \text{ Ohm} - M)$  می‌باشد که چندان تفاوتی با صفر ندارد [۲]. یکی از دست‌آوردهای مقاومت صفر وجود جریان‌های ماندگار است: اگر جریان در یک نمونه حلقه

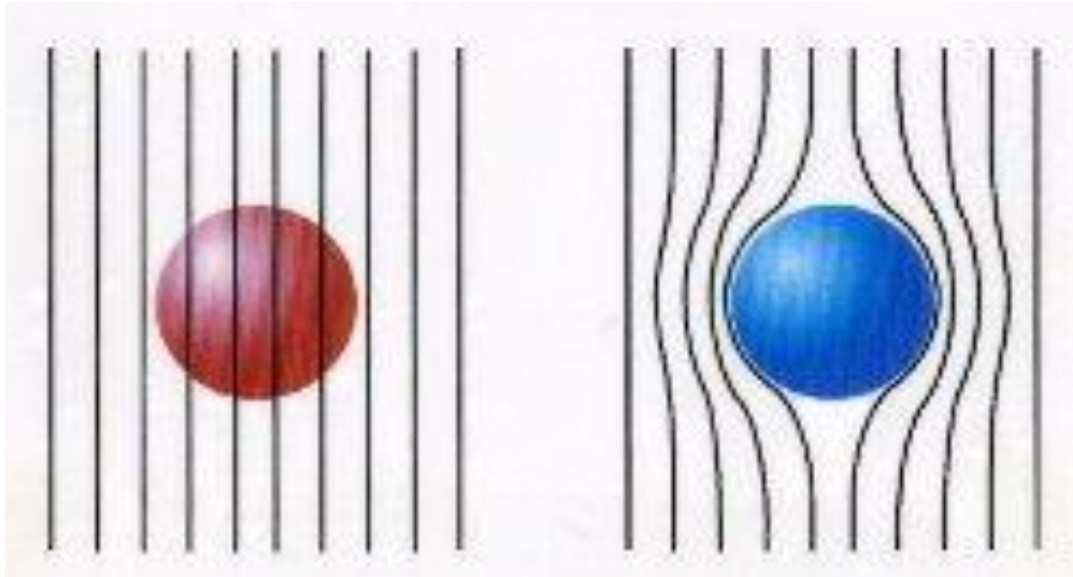
<sup>۱</sup> Debye

<sup>۲</sup> Kevin

ابرسانا به وجود آید برای سال‌ها کاهشی در شدت آن مشاهده نخواهد شد [۲۱]. مشاهده شده است که ناخالصی مغناطیسی در مواد فری مغناطیس (که در آن‌ها اسپین الکترون‌ها با یک دیگر موازی هستند) با خواص ابرسانایی ناسازگاری خاصی دارد، ناخالصی مغناطیسی باعث کاهش دمای گذار می‌شود [۲].

### ۳-۱: اثر مایسنر و رسانای کامل

آزمایش‌های مایسنر<sup>۱</sup> و اکسنفلد<sup>۲</sup> در سال ۱۳۱۲ (۱۹۳۳م) نشان دادند که ویژگی برجسته دیگری در ابرسانایی وجود دارد و آن طرد شار مغناطیسی است که به اثر مایسنر مشهور شد، شکل (۲-۱).



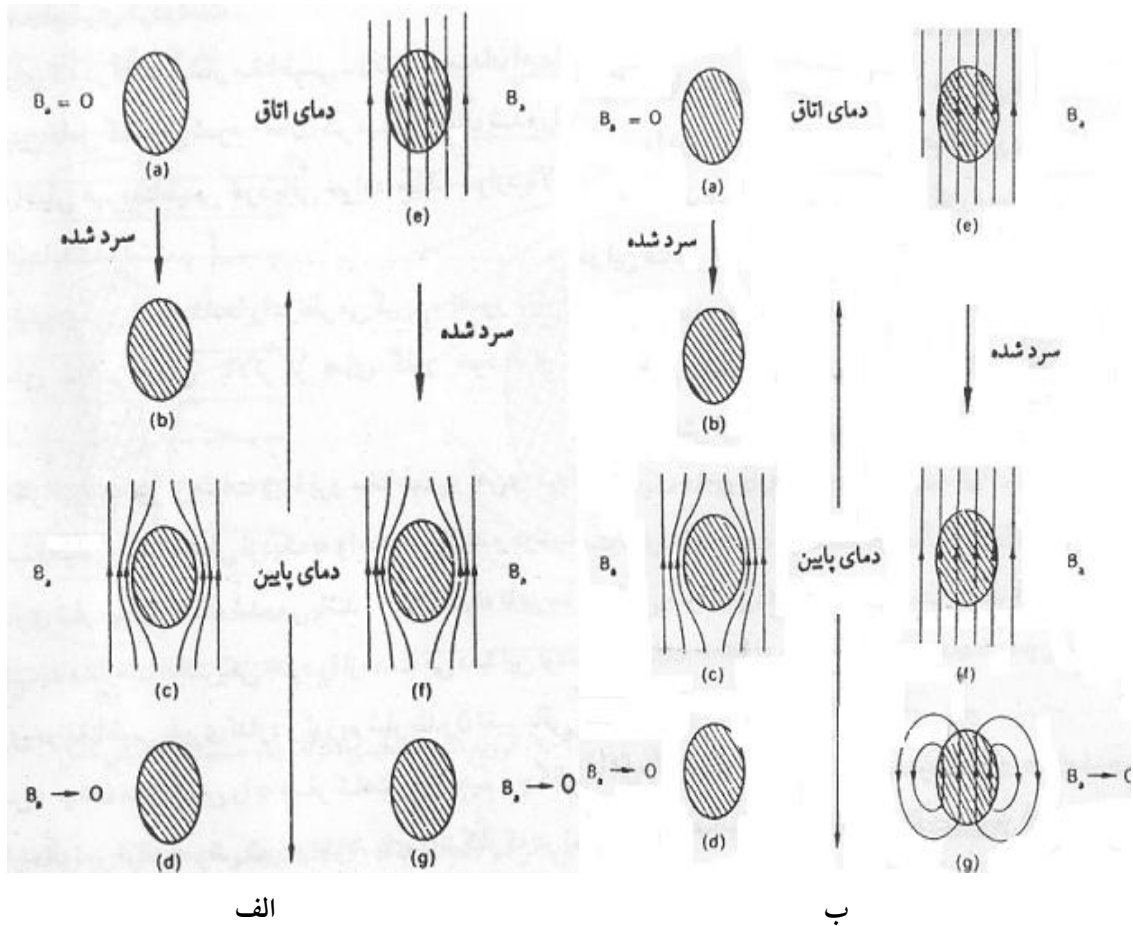
شکل (۲-۱) - اثر مایسنر - ماده ابرسانا در پایین تر از دمای گذار (سمت راست) شار مغناطیسی را طرد می‌کند.

این اثر بیان می‌کند که حالت ابرسانایی یک حالت تعادلی برگشت پذیر است و یک خاصیت ذاتی است. اگر میدان اعمالی از حد معینی به نام میدان ترمودینامیکی بحرانی  $H_C(T)$  بیش تر شود نمونه به حالت عادی باز می‌گردد [۴ و ۲]. این پدیده از دو دیدگاه با فرض پذیرفتاری مغناطیسی ( $\chi = -1$ ) و نفوذ پذیری مغناطیسی ( $\mu = 1$ ) قابل بحث است، که هر دو به وجود جریان‌های سطحی پوششی منجر می‌گردند. برای بیان تمایز بین ابرسانا و رسانای کامل کافی است خواص مغناطیسی این دو مورد مقایسه قرار گیرد: اگر رسانای

<sup>۱</sup> W. Meissner

<sup>۲</sup> R. Ochsenfeld

کاملی اول سرد شود و سپس به آن میدان مغناطیسی اعمال شود نتایج مشابه با نمونه ابررسانا خواهد بود یعنی هر دو نمونه خاصیت دیامغناطیسی از خود نشان می دهند ولی اگر قبل از سرد کردن نمونه‌ها به آن‌ها میدان مغناطیسی اعمال کنیم و سپس آن‌ها را سرد کنیم نتیجه متفاوتی خواهیم دید، به این صورت که در رسانای کامل شار مغناطیسی به دام افتاده حال این که ماده ابررسانا شار مغناطیسی را طرد کرده است، شکل (۳-۱).



شکل (۳-۱)- رفتار ابررسانا و رسانای کامل در برابر ترتیب اعمال میدان مغناطیسی و برودت.

الف: ابررسانا ب: رسانای کامل [۲]

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} = 0 \rightarrow \vec{M} = -\frac{\vec{H}}{4\pi} \quad (1-1)$$

۴-۱ : گذار فاز از دید ترمودینامیکی

اگر انرژی آزاد گیبس در حضور میدان مغناطیسی نوشته شود با توجه به این که این انرژی یک دیفرانسیل کامل از پارامترهای ترمودینامیکی است داریم:

$$G = G(P, V, T, H, M, S, \dots) \quad (2-1)$$

$$G = U - TS + PV - HM \quad (3-1)$$

که در آن  $G$  پتانسیل گیبس،  $U$  انرژی درونی،  $T$  دما،  $S$  آنتروپی،  $P$  فشار،  $V$  حجم،  $H$  میدان مغناطیسی و  $M$  مغناطش می‌باشند. پس با دیفرانسیل‌گیری داریم:

$$dG = dU - TdS - SdT + VdP + PdV - HdM - MdH \quad (4-1)$$

برای یک جسم مغناطیسی در شرایط فشار و دمای ثابت داریم:

$$dU = TdS - PdV + HdM \quad (5-1)$$

که با ترکیب روابط (۴-۱) و (۵-۱) به رابطه زیر می‌رسیم:

$$dG = -MdH \quad (6-1)$$

با انتگرال‌گیری از رابطه فوق داریم:

$$G(H, T) - G(H_a, T) = - \int_{H_a}^H MdH \quad (7-1)$$

که در آن  $H_a$  میدان اعمال شده به نمونه است، این رابطه برای یک ابرسانا که در آن رابطه

$$M = -\frac{H}{4\pi}$$

برقرار است به صورت زیر در می‌آید:

$$G_s(H, T) - G_s(H_a, T) = \frac{1}{8\pi} (H^2 - H_a^2) \quad (8-1)$$

که در آن  $G_s$  انرژی گیبس در حالت ابرسانایی است، با فرض  $H_a = 0$  رابطه بالا به صورت زیر ساده می‌شود:

$$G_s(H, T) - G_s(H = 0, T) = \frac{H^2}{8\pi} \quad (9-1)$$

چون مغناطش در حالت عادی تقریباً ناچیز است می‌توان از رابطه (۷-۱) نوشت:

$$G_n(H, T) = G_n(T) \quad (10-1)$$

که در آن  $G_n$  انرژی گیبس در حالت معمولی است، در لحظه گذار  $G_n(H_c, T) = G_s(H_c, T)$  می

باشد پس از رابطه (۹-۱) داریم:



$$G_n = G_{s0} + \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (11-1)$$

پس با استفاده از تعریف آنتروپی و گرمای نهان می توان گرمای ویژه را به دست آورد [۵]:

$$S = -(\partial G / \partial T)_{H,P} \quad (12-1)$$

$$\Delta S = S_n - S_s = -\frac{H_c}{4\pi} \frac{\partial H_c}{\partial T} \quad (13-1)$$

$$C = T \frac{\partial S}{\partial T} \Rightarrow \Delta C = C_n - C_s = -\frac{T}{4\pi} \left[ \left( \frac{\partial H_c}{\partial T} \right)^2 + H_c \frac{\partial^2 H_c}{\partial T^2} \right] \quad (14-1)$$

بنا بر این گرمای نهان با رابطه زیر مشخص می شود:

$$L = T(S_n - S_s) = -\frac{T}{4\pi} H_c \frac{\partial H_c}{\partial T} \quad (15-1)$$

میدان مغناطیسی بحرانی با افزایش دما کاهش می یابد، یعنی  $\frac{\partial H_c}{\partial T}$  همواره منفی است. بنا بر این طرف

راست رابطه (۱۵-۱) همیشه مثبت است، نتیجه این که آنتروپی حالت ابرسانی از حالت عادی کمتر است (بجز

وقتی که دما برابر با  $T_0$  و یا صفر باشد که در این حالت ها به دلیل این که به ترتیب  $H_c$  یا  $\frac{\partial H_c}{\partial T}$  صفر می

باشند، آنتروپی حالت ابرسانی با حالت عادی برابر می شود). به عبارت دیگر ماده در حالت ابرسانی دارای

نظم بیش تری است و از آن جا که منظم تر شدن یک سیستم باعث می شود که سیستم گذاری به حالت با تقارن

کمتر داشته باشد، ناوردایی در برخی از تبدیلاتی که به سیستم اعمال می شوند از بین خواهد رفت ( شکست

تقارن متناظر با گذار ابرسانی و ابرشارگی، یک شکست تقارن پیمانهای است [۶])، پس در دمای گذار

$S_n = S_s$  و با استفاده از رابطه (۱۲-۱) می توان نوشت:

$$\left( \frac{\partial G}{\partial T} \right)_n = \left( \frac{\partial G}{\partial T} \right)_s \quad (16-1)$$

نکته دیگر در رابطه (۱۳-۱) این است که اختلاف آنتروپی دو فاز عادی و ابرسانا، فقط به میدان بحرانی

$H_c$  و تغییرات دمایی آن بستگی دارد.

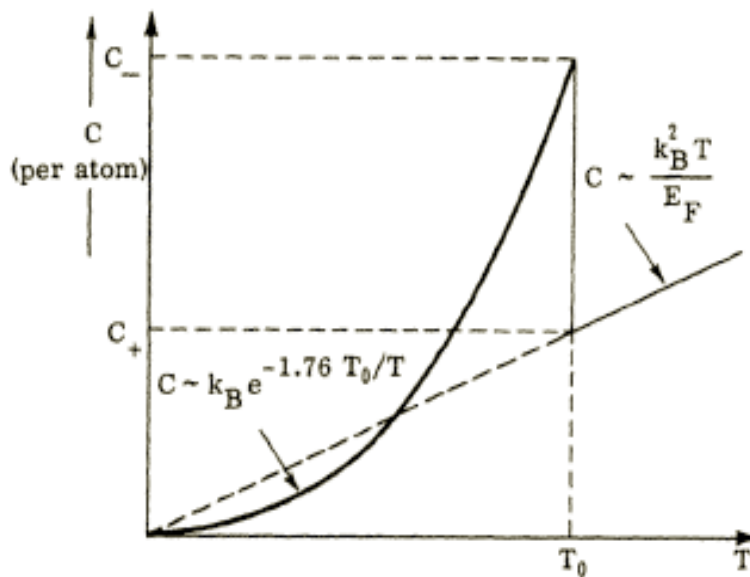
در دمای گذار جمله اول سمت راست رابطه (۱۴-۱) صفر نمی شود، که نمایش دهنده جهش یا گذاری در

گرمای ویژه می باشد، از طرفی طبق رابطه (۱۵-۱) گرمای نهانی در لحظه گذار وجود ندارد، چنین گذار فازی

راه گذار فاز مرتبه دوم می‌نامند که در آن  $G$  و  $\frac{\partial G}{\partial T}$  پیوسته هستند، رابطه (۱۴-۱) به فرمول راجر<sup>۱</sup> مشهور است و میزان انفصال در گرمای ویژه در دمای گذار فاز را نمایش می‌دهد[۵].

باید خاطر نشان کرد که در حضور میدان مغناطیسی گذار فاز ابرسانای به حالت عادی یک گذار فاز از مرتبه اول می‌باشد یعنی با وجودی که  $G$  پیوسته است ولی  $\frac{\partial G}{\partial T}$  پیوسته نیست به عبارت دیگر در حالتی که میدان خارجی به نمونه اعمال می‌گردد برای گذار فاز به گرمای خارجی نیاز داریم تا گذار فاز در دمای ثابت انجام گیرد یعنی چنین گذاری به گرمای نهان احتیاج دارد.

چنانچه ماده توسط دیواره بی دررو از پیرامون جدا شود و به ماده ابرسانا میدان مغناطیسی اعمال گردد، ماده ابرسانا سرد می‌گردد که علت آن افزایش بی نظمی ماده ابرسانا در اثر اعمال میدان خارجی است که طی آن گرمای مورد نیاز جهت افزایش آنتروپی از شبکه تامین می‌گردد و ماده سرد می‌شود. شکل (۴-۱).



شکل (۴-۱)- منحنی گرمای ویژه ابرسانا در غیاب میدان مغناطیسی[۴]

## ۵-۱: مدل دو شارهای

مدل دو شارهای توسط کازمیر<sup>۱</sup> و گورتر<sup>۲</sup> با دیدی ماکروسکوپی ارائه شده است[۱]. در دمای صفر مطلق عده‌ای از الکترون‌های یک ابرسانا به جفت الکترون تبدیل شده و به حالت چگالش می‌روند. در دماهای بالاتر

<sup>۱</sup> Rutgers

از صفر مطلق و کمتر از دمای بحرانی به دلیل وجود شبه ذرات برانگیخته، الکترون‌های یک ابررسانا به دو دسته تقسیم می‌شوند: یک دسته الکترون‌های عادی هستند که مانند الکترون‌های رسانشی در یک فلز عادی رفتار می‌کنند این نوع الکترون‌ها می‌توانند در بر خورد با ارتعاشات شبکه و یون‌ها پراکنده شده و باعث ایجاد مقاومت گردند. گروه دیگر از الکترون‌ها به نام ابرالکترون بدون هیچ مقاومتی در ابررسانا منتشر می‌شوند. ما چگالی الکترون‌های عادی و ابرالکترون را به ترتیب با  $n_n$  و  $n_s$  نمایش می‌دهیم، در این صورت تعداد کل الکترون‌ها از رابطه  $n_n + n_s$  به دست می‌آید. با کاهش دما تعداد الکترون‌های ابررسانا بیش‌تر می‌شود یعنی از تعداد الکترون‌های عادی کاسته می‌شود. این ابرالکترون‌ها از الکترون‌های معمولی نظم بیش‌تری دارند و بدون چسبندگی در شبکه حرکت خواهند کرد و بنا بر این نمی‌توانند عامل گذار آنتروپی باشند. به همین علت رسانندگی گرمایی ماده ابررسانا از رسانندگی گرمایی حالت عادی آن کمتر است.

میزان نظم ابررسانایی با  $n_s$  تعیین می‌شود. پپارد<sup>۳</sup> بیان نمود که  $n_s$  در مرز یک ابررسانا نمی‌تواند به سرعت تغییر کند بلکه در فاصله ای از مرتبه  $10^{-6}$  متر تغییر می‌کند وی این فاصله را طول همدوسی (ج) نامید (بعدها در بحث جفت کوپر بیان خواهیم کرد که حداکثر فاصله جفت کوپر نیز همین مرتبه است). با افزایش دما تعداد ابرالکترون‌ها کم می‌شود و در دمای گذار تمام ابرالکترون‌ها به الکترون‌های عادی تبدیل می‌گردند. مشاهده شده است که نحوه جفت شدگی و برهم کنش بین الکترون‌ها در ویژگی‌های پدید ابررسانایی تاثیر فراوانی دارد [۴].

## ۱-۶: معادلات لندن

### ۱-۶-۱: معادله اول لندن<sup>۴</sup>

در نظریه لندن آثار کوانتومی در نظر گرفته نمی‌شود و الکترون‌ها مانند ذرات کلاسیکی در نظر گرفته می‌شوند، بر این اساس معادله حرکت ابرالکترون‌ها در میدان الکتریکی به صورت زیر است:

$$\vec{J}_s = -n_s e v \quad (1-17)$$

<sup>۱</sup> B. G. Casimir

<sup>۲</sup> C. J. Gorter

<sup>۳</sup> Pippard

<sup>۴</sup> F. London, H. London

که  $e$  بار الکترون،  $\vec{v}$  سرعت الکترون،  $\vec{J}_s$  چگالی جریان و  $n_s$  چگالی الکترون در حالت ابررسانایی است.

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \quad (18-1)$$

که از ترکیب آنها داریم:

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s e^2 \vec{E}}{m} \quad (19-1)$$

این معادله رسانندگی کامل را نمایش می‌دهد، چرا که عامل بازدارنده‌ای در برابر سرعت الکترون‌ها در آن وجود ندارد، معادله (۱۹-۱) را معادله اول لندن گویند [۲].

### ۱-۶-۲: معادله دوم لندن

معادله دوم لندن با گرفتن تاو از طرفین رابطه (۱۸-۱) و استفاده از معادلات ماکسول به دست می‌آید:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (20-1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (21-1)$$

که در آن  $\vec{D}$  بردار جا به جایی الکتریکی است. در رابطه (۲۱-۱) با استفاده از این فرض که  $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  در

بسامدهای کم، ناچیز است (جریان‌های مورد بررسی مستقیم هستند که دارای بسامد کمی می‌باشند)، داریم:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} = \frac{4\pi n_s e^2}{mc^2} \vec{H} \quad (22-1)$$

عمق نفوذ لندن به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\lambda_L = \left( \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \right)^{1/2} \quad (23-1)$$

پس به روابط زیر می‌رسیم:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{H} \quad (24-1)$$

$$\vec{J}_s = -\frac{c}{4\pi \lambda_L^2} \vec{A} \quad (25-1)$$