

# فصل اول

## مروری بر پدیده ابرسانایی

- مقدمه
- حالت ابرسانایی
- تئوریهای ابرسانایی
- ابرسانای نوع II
- ابرسانای دمای بالا
- گردشاره ها در ابرسانای دمای بالا
- رفتار مشخصه I-V ابرساناهای دمای بالا در ارتباط با پتانسیل میخکوبی
- اثر حال و تغییر علامت ضریب حال در ابرساناهای دمای بالا
- حالت های بحرانی
- هیستریزیس در ابرسانا
- مراکز میخکوبی در ابرسانای دمای بالا

## فصل اول : مروری بر پدیده ابررسانایی

### ۱-۱ مقدمه:

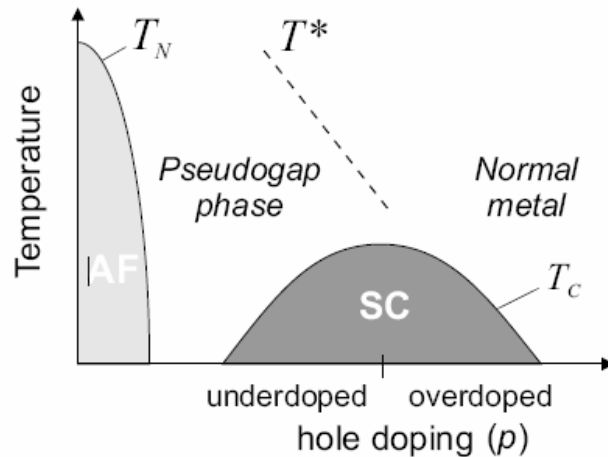
علیرغم اینکه تقریباً حدود یک قرن از شناخت ابررسانایی می گذرد، علاقه به مواد ابررسانا و سازوکارهای مربوط به این پدیده استثنایی، چشمگیر می باشد. ابررساناها موادی با مقاومت الکتریکی صفر هستند که می توانند جریانها را بدون هیچ اتلاف انرژی عبور دهند. بنابراین برای این مواد، پتانسیل های کاربردی زیادی وجود دارد، هر چند استفاده از این مواد، به دماهای پائین که در آن این مواد ابررسانا می شوند، محدود می گردد. ابررساناها ما را قادر به ساخت مغناطیس ها با اندازه کوچکتر می کنند، که می توانند در قطارهای معلق یا کاربردهای پزشکی از قبیل تصویربرداری تشدید مغناطیسی<sup>1</sup> (MRI) بکار روند.

اگرچه مشخص ترین خواص ابررساناها، مانند ناپدید شدن مقاومت الکتریکی یا دافعه میدانهای مغناطیسی ممکن است عجیب بنظر برسند، اما ابررسانایی یک پدیده همه جانبه است. بیشتر عناصر در جدول تناوبی، در دماهای پائین ابررسانا می شوند، اگرچه بعضی از آنها فقط تحت فشار بالا ابررسانا می گردند. ابررسانایی همچنین در ترکیبات پیچیده یافت می شود و خانواده مواد ابررسانا بطور پیوسته رشد می کند. تعدادی از ترکیبات جدید  $O_2$  تحت فشار [1]، الماس آلانئیده با B [2] یا نانولوله های کربنی چند دیواره [3]، و Si آلانئیده با B [4] نیز ابررسانا می شوند. در سال های اخیر ابررسانایی توجه قابل ملاحظه ای را به خود جلب نموده است. در واقع چندین جایزه نوبل به کشف هایی در این زمینه

---

<sup>1</sup> Magnetic Resonance Image

تعلق گرفته است، که آخرین آن در سال ۲۰۰۳ به ابریکاسف<sup>۲</sup> و گینزبورگ<sup>۳</sup> داده شده است. در سال ۱۹۸۷ بدنورز و مولر برای کشف ابرسانای دمای بالا در سیستم اکسید مسی جایزه نوبل گرفتند. در طی ۲۲ سال که از کشف این مواد می گذرد کارهای بسیاری برای شناخت خواص این ابرساناهای جدید انجام شده است. هرچند پیشرفت های بسیاری صورت گرفته، اما هنوز تعداد زیادی مطالب ناشناخته وجود دارد. یکی از آنها تئوری میکروسکوپیکی است، که بتواند ابرسانایی را در این نوع از مواد توصیف نماید. دیگری دیاگرام فاز متداول در ابرساناهای کوپراتی، که بصورت دما بر حسب غلظت حامل های بارسیستم آلاینده در نظر گرفته می شود.



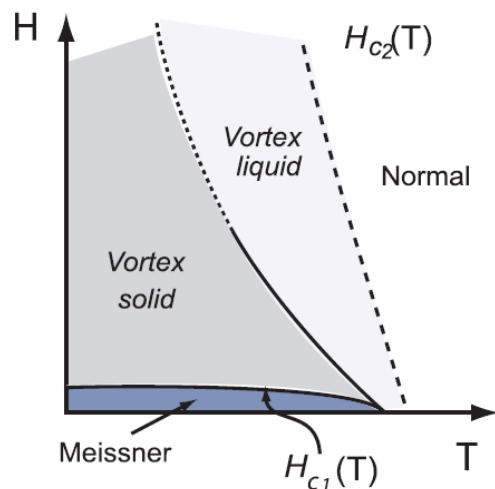
شکل ۱-۱: دیاگرام فاز پدیده شناختی ابرساناهای دمای بالا  $p$ . غلظت حفره ها در سیستم می باشد. برای آرایش کم و زیر دمای نیل ( $T_N$ ) ماده عایق مات با نظم بلند برد آنتی فرو مغناطیس می باشد. افزایش سطح آرایش به حالت ابرسانایی زیر دمای بحرانی  $T_c$  منجر می شود.

<sup>2</sup> A. A. Abrikosov

<sup>3</sup> V.L.Ginzburg

ابرسانایی فقط در منطقه محدودی از این دیاگرام فاز ظاهر می گردد و هنگامیکه غلظت حامل های بار کم است، کوپراتها عایق هایی با نظم آنتی فرو مغناطیس هستند (شکل ۱-۱). خواص مناطق دیگر هنوز قابل بحث و بررسی می باشد، اما نظریاتی شامل منطقه ای با افت و خیزهای چگالی بار (stripes) و محدوده شبه گاف که الکترون ها ممکن است شروع به جفت شدن نمایند وجود دارد.

یک مرور کلی درباره دیاگرام فاز کوپراتها را می توان در مقاله مروری آقایان ارنستین<sup>۴</sup> و میلیس<sup>۵</sup> یافت [5]. ابرساناهای دمای بالا (HTSCs) نه فقط از دیدگاه کاربردهای ممکن، بلکه بنحاضر اینکه سیستم خوبی برای مطالعات تجربی گذارهای فاز می باشند قابل توجه هستند. در ناحیه بزرگی از دیاگرام فاز میدان مغناطیسی برحسب دما، همانگونه که در شکل (۱-۲) نشان داده می شود،



شکل ۱-۲: دیاگرام فاز میدان برحسب دمای یک ابرسانای دمای بالا. در میدان های زیر  $H_{c1}$  میدان مغناطیسی دفع می شود (فاز

مایسنر)، بین  $H_{c1}$  و  $H_{c2}$  میدان مغناطیس بصورت گردشاره نفوذ می کند و در دماهای پایین vortex solid و در دماهای بالا

vortex liquid داریم.

<sup>4</sup> Orenstein

<sup>5</sup> Millis

شار مغناطیسی به صورت گردشاره نفوذ می کند. گردشاره ها در دماهای پائین بصورت جامد شکل می گیرند که در واقع ابرسانا هستند. اما در HTSCs گردشاره ها نرم هستند و افت و خیزهای حرارتی بزرگ است که در دماهای به اندازه کافی بالا جامد گردشاره<sup>6</sup> (V.S) به مایع گردشاره<sup>7</sup> (V.L) ذوب می شود که باعث پراکندگی انرژی می گردد. خواص منطقه مایع، موضوع دیگری است که هنوز در ابرساناهای دمای بالا بطور دقیق شناخته شده نیست، گذار بین منطقه (V.S) و (V.L) به قدرت، نوع و مقدار بی نظمی های موجود در سیستم وابسته است. بنابراین اگر نوع و مقدار نقایص بتواند کنترل شود، انواع مختلف گذارهای فاز را میتوان بررسی نمود. معمولاً برای بررسی خواص گذارهای (V.L) و (V.S) به (V.L)، از اندازه گیری های تراپردی مقاومت استفاده میشود. در این نوع اندازه گیریها، حرکت گردشاره ها را تحت جریانهای الکتریکی و میدانهای مغناطیسی اعمال شده بررسی می نمایند.

## ۱-۲ حالت ابرسانایی

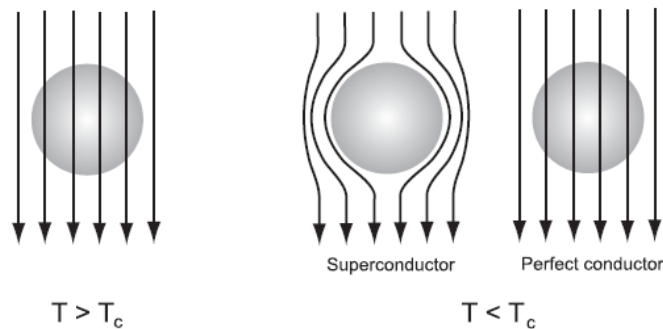
۱-۲-۱ **خواص اساسی** : مهمترین خاصیت شناخته شده ابرساناها، قابلیت حمل جریان الکتریکی بدون اتلاف آن می باشد، که در حالت ابرسانایی مقاومت dc آنها صفر می شود. خاصیت رسانایی کامل در سال ۱۹۱۱ توسط آقای کامرلینگ اونز در لیدن کشف شد. او که از سه سال قبل از آن با هلیوم مایع کار می کرد تا به دماهای پائین پایدار دست یابد، به همراه همکارش مقاومت الکتریکی فلزات خالص را مطالعه می نمود. در یک باریکه نازک جیوه (Hg)، بین دمای 4.19 K و 4.21 K مشاهده نمودند که مقاومت کاهش می یابد و در 4.19 K صفر می شود [9-11]. دمایی که در آن مقاومت به صفر افت می کند را دمای بحرانی ( $T_c$ ) می نامیم. در آن سال ها گروه لیدن تنها گروهی بود که قادر به

---

<sup>6</sup> Vortex Solid

<sup>7</sup> Vortex Liquid

کار با هلیوم مایع برای دستیابی به دماهای پائین مورد نیاز مطالعه ابررسانایی بود. آنها دریافتند که حالت ابررسانایی نه تنها بوسیله دمای بحرانی  $T_C$  بلکه توسط میدان مغناطیسی بحرانی  $H_C$  و چگالی جریان بحرانی  $J_C$  محدود میشود. رسانای کامل بودن تنها خاصیت شاخص ابررساناها نیست. در سال ۱۹۳۳، مایسنر<sup>۸</sup> و اوچنفلد<sup>۹</sup> مشاهده نمودند که در دماهای زیر  $T_C$  میدان مغناطیسی درون نمونه ابررسانا صفر می شود حتی وقتی که سرد کردن در حضور میدان مغناطیسی اعمال شده صورت پذیرد [12]. خاصیت دیا مغناطیس کامل بودن نتیجه مستقیم یک رسانای کامل بودن نیست. معادلات ماکسول بیان می کند که میدان مغناطیسی داخل یک رسانای کامل باید مستقل از زمان باشد، یعنی اگر شار مغناطیسی درون یک رسانای کامل بالای دمای  $T_C$  وجود داشته باشد، باید وقتی که نمونه به دمای زیر  $T_C$  سرد شود در آن باقی بماند، همانطور که در شکل (۱-۳) نشان داده می شود. دفع شار مغناطیسی از درون ابررسانا به عنوان اثر مایسنر شناخته شده است و درون ماده لایه ای نازک با جریانهای سطحی رخ می دهد<sup>۱۰</sup>. این جریانها یک میدان مغناطیسی ایجاد می کنند که میدان خارجی را درون ابررسانا حذف می کند.



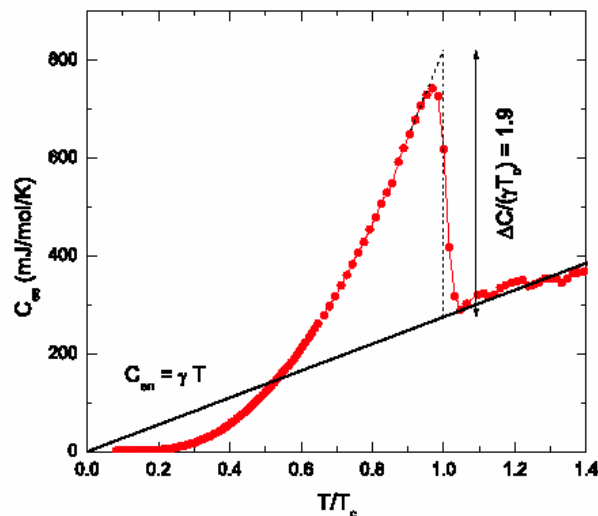
شکل ۱-۳: در حضور یک میدان خارجی  $H < H_C$ ، ابررسانا شار مغناطیسی را دفع می کند وقتی به زیر دمای  $T_C$  سرد می شود، در حالیکه در یک رسانای کامل شار در آن باقی می ماند.

<sup>8</sup> W.Meissner

<sup>9</sup> R.Ochsenfeld

<sup>10</sup> ضخامت این لایه توسط یک پارامتر وابسته به دما، عمق نفوذ  $\lambda$ ، تعیین می گردد.

دمای بحرانی ابررساناها به جرم ایزوتوپ آنها وابسته است. در سال ۱۹۵۰، ماکسول<sup>۱۱</sup> و رینولد<sup>۱۲</sup> دریافتند که دمای بحرانی جیوه با جرم ایزوتوپ آنها با رابطه  $M^{\alpha}T_c = \text{cte}$  تغییر می کند [13,14] که در آن  $\alpha$  نزدیک به ۰,۵ است ولی به نوع ماده بستگی دارد [15]. اثر ایزوتوپ اولین نشانه از اندرکنش بین شبکه و الکترون های درگیر در پدیده ابررسانایی می باشد. به گونه ای که خاصیتی از شبکه مثل جرم ایزوتوپ از خاصیت الکترونیکی مثل دمای بحرانی تأثیر می پذیرد. این اساس کشف گسترش تئوری میکروسکوپی ابررسانایی است که بر پایه جفت شدگی الکترونها از طریق فونونها استوار است.



شکل ۱- ۴ : بستگی دمایی گرمای ویژه در ابررسانا.

خاصیت مهم دیگر بیشتر ابررساناها وجود گاف انرژی در چگالی حالات است. این گاف توسط گیاور<sup>۱۳</sup> در آزمایش تونل زنی در ۱۹۶۰ مشاهده شد [16,17] و دارای پهنای  $2\Delta$  از مرتبه  $k_B T_c$  دارد و به مرکز سطح انرژی فرمی  $\epsilon_f$  می باشد. یک نتیجه مستقیم گاف، رفتار غیرعادی ظرفیت گرمایی ویژه

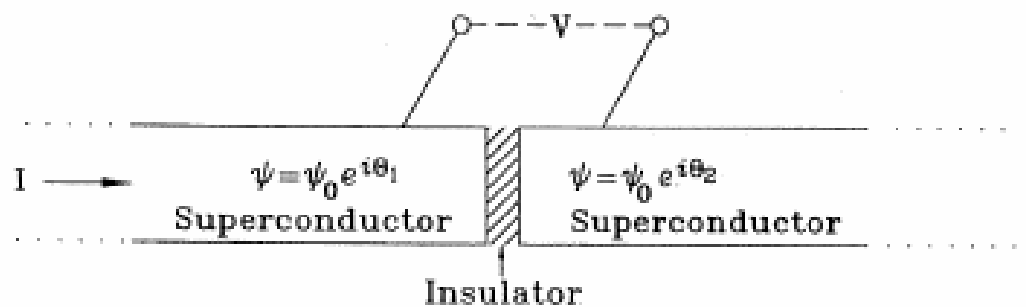
<sup>11</sup> E. Maxwell

<sup>12</sup> C. A. Reynold

<sup>13</sup> I. Giaever

است. با کاهش دما یک پرش ناگهانی به مقدار بالای فلز نرمال نزدیک  $T_c$  مشاهده می گردد و به دنبال آن رفتاری بصورت:  $\exp(-\Delta/k_B T)$  در دماهای پائین دارد (شکل ۱- ۴).

در سال ۱۹۶۲، جوزفسون<sup>۱۴</sup> پیشگویی نمود که جفت الکترونها می توانند بین دو ابررسانا که توسط یک لایه عایق از هم جدا شده اند تونل بزنند [19] (شکل ۱- ۵). در نتیجه جریانها می توانند به این طریق از این نوع پیوندگاه ها حتی در ولتاژ صفر شارش یابند. این پدیده به عنوان اثر جوزفسون dc شناخته شده است و بصورت تجربی در سال ۱۹۶۳ توسط اندرسون<sup>۱۵</sup> و راول<sup>۱۶</sup> تأیید گردید [20].



شکل ۱- ۵ : پیوندگاه و معادلات جوزفسون. یک ابررسانا توسط یک لایه عایق قطع شده است.

همچنین یک اثر جوزفسون ac وجود دارد. وقتی که یک ولتاژ dc به پیوندگاه اعمال می شود، جفت الکترونها شروع به نوسانی با فرکانس متناسب با ولتاژ اعمال شده می نمایند (V). یعنی علاوه بر جریان dc، یک جریان جوزفسون ac اضافی با فرکانس  $\omega$  شارش می یابد. از آنجا که اندازه گیری این فرکانس با دقت بالایی ممکن است، این اثر برای تنظیم یک ولتاژ استاندارد استفاده میشود. کاربردهای زیادی از این دو اثر وجود دارد. این پیوندگاه ها به میدانهای مغناطیسی حساس هستند. بنابراین

<sup>14</sup> B.D. Josefsen

<sup>15</sup> P.W. Anderson

<sup>16</sup> J. M. Rowell



پیوندگاههای جوزفسون در SQUID<sup>17</sup> های خیلی حساس بکار می روند. این وسایل بطور گسترده ای برای اندازه گیری سیگنالهای مغناطیسی در تحقیقات پزشکی بکارگرفته می شوند. پیوندگاههای جوزفسونی همچنین بخش اساسی در گسترش بیت<sup>18</sup> ابررسانایی کوانتومی می باشند [21-23].

### ۳-۱ تئوریهای ابررسانایی

۱-۳-۱ تئوری لندن<sup>19</sup>: در سال ۱۹۳۵ برادران لندن Heinz و Feritz تئوری پدیده شناختی را مطرح کردند که می توانست تعدادی از خواص ابررساناها را توضیح دهد [24]. اولین معادله در تئوری آنها بر اساس قانون اهم است و برای رسانایی کامل با فرض زمان پراکندگی نامحدود برای حامل های بار به شمار می رود، که میدان الکتریکی E را به چگالی ابرجریان J با رابطه زیر ربط می دهد.

$$E = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda j) \quad (1-1)$$

و در آن  $\Lambda = \mu_0 \lambda_L^2 = \frac{m^*}{n_s (q^*)^2}$  ،  $n_s$  ،  $m^*$  و  $q^*$  جرم، چگالی و بار الکترونیهای ابررسانایی هستند و  $\lambda_L$  عمق نفوذ لندن است. معادله دوم لندن فرض می کند که چگالی ابرجریان متناسب با پتانسیل برداری A است.

$$j = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} A \quad (1-2)$$

و با استفاده از اندکسیون B از رابطه  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$  داریم:

$$\nabla \times j = \frac{-1}{\mu_0 \lambda_L^2} B \quad (1-3)$$

<sup>17</sup> SQUID: (Superconducting Quantum Interface Device).

<sup>18</sup> bit

<sup>19</sup> London Theory

با استفاده از معادله ماکسول  $\nabla \times B = \mu_0 j$  بدست می آید:

$$\nabla^2 B = \frac{B}{\lambda_L^2} \quad (1-4)$$

میدان مغناطیسی یکنواخت  $B_0$  جواب این معادله نیست مگر  $B_0$  صفر باشد و این تنها جوابی است که اجازه می دهد، یک نمایی با  $\lambda_L$ ، به عنوان طولی که در طی آن میدان به داخل ابررسانا نفوذ می کند، میرا شود. در این شرایط به معادله (1-4) اثر مایسنر گفته می شود.

تئوری لندن یک تئوری منطقه ای است که در آن میدانها، جریانها و غیره را در یک نقطه معین  $\vec{r}$  در نظر می گیرد. در سال ۱۹۵۳ پیپارد<sup>۲۰</sup> یک تعمیم غیر منطقه ای را پیشنهاد نمود که در آن معادله (1-2)، با معادله ای که، ابر جریان به میانگین پتانسیل برداری در ناحیه ای حول  $\vec{r}$  مربوط می شود، جایگزین گردد [25]. اندازه این منطقه با طول همدوسی  $\xi$  داده می شود، و این اندازه حداقل فاصله ای می باشد که در طی آن غلظت الکترون ابررسانایی  $n_s$  می تواند بطور قابل توجهی تغییر کند. برای یک ابررسانای خالص، طول همدوسی  $\xi_0$  را می توان از رابطه عدم قطعیت تخمین زد:

$$\xi_0 \approx \hbar v_F / k_B T_C \quad (1-5)$$

که  $v_F$  سرعت فرمی است. بطور کلی، طول همدوسی توسط دو طول، مسیر آزاد میانگین بین دو پراکندگی  $l$  و طول همدوسی برای ابررسانای خالص  $\xi_0$  تعیین می شود. در واقع داریم:

$$\frac{1}{\xi} \approx \frac{1}{l} + \frac{1}{\xi_0}$$

بنابراین  $\xi$  بطور تقریبی از  $l$  یا  $\xi_0$  کوچکتر است.

<sup>20</sup> A. B. Pippard

### ۱-۳-۲ تئوری گینزبورگ - لاندائو<sup>۲۱</sup>

در سال ۱۹۵۰، گینزبورگ و لاندائو (G.L) یک تئوری پدیده شناختی را برای توضیح ابررسانایی پیشنهاد کردند که تئوری لندن را در برداشت و می توانست چگالی الکترونهاى ابررسانایی  $n_s$  را نسبت به فضا متغیر در نظر بگیرد [26]. در این مدل ابر الکترونها بوسیله تابع موج  $\psi(r) = \sqrt{n_s(r)} e^{i\phi(r)}$  توصیف میشود به گونه ای که  $n_s \alpha |\psi(r)|^2$ . آنها این تابع موج را بعنوان پارامتر نظم در تئوری لاندائو برای گذارهای مرتبه دوم معرفی کردند و انرژی آزاد گیبس  $G$  را بصورت سری توانی از  $\psi$  و  $\nabla \psi$  بسط دادند. با کمینه کردن  $G$ ، آنها معادله شرودینگر ماندی را به عبارت غیر خطی بدست آوردند:

$$\alpha \psi(r) + \beta |\psi(r)|^2 \psi(r) + \frac{1}{2m^*} \left( \frac{\hbar}{i} \nabla - q^* A \right)^2 \psi(r) = 0 \quad (1-6)$$

$\alpha$  و  $\beta$  ضرایب بسط هستند که به  $H_C$  و  $n_s$  مربوط می شوند و  $A$  پتانسیل برداری است. معادله (1-6) معادله گینزبرگ - لاندائو نامیده می شود و همچنین طول همدوسی  $\xi(T)$ ، را به عنوان طول مشخصه برای تغییر پارامتر نظم  $|\psi|^2$  تعریف می کنند. این کمیت وابسته به دما است<sup>۲۲</sup>. بنابراین با طول همدوسی پیپارد که ثابت است فرق دارد، در ابررساناهای خالص برای دماهایی که زیر  $T_C$  هستند  $\xi(T) \approx \xi$  می باشد. با کمینه کردن  $G$  آنها، همچنین معادله ای برای ابر جریان بدست آوردند.

$$j = \frac{q^*}{m^*} \text{Re} \left\{ \psi^* \left( \frac{\hbar}{i} \nabla - q^* A \right) \psi \right\} \quad (1-7)$$

تغییرات مکانی پتانسیل برداری  $\bar{A}$  با عمق نفوذ  $\lambda(T)$  داده می شود، که همان بستگی دمایی  $\xi$  را نزدیک  $T_C$  دارد و به عمق نفوذ لندن  $\lambda_L$  مربوط می شود. نسبت  $\lambda$  به  $\xi$ ،  $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$  پارامتر گینزبرگ -

<sup>21</sup>V.L. Ginzburg - L.D. Landau

<sup>22</sup> بستگی دمایی  $\xi$  بصورت  $\xi(T) \approx (1 - T/T_C)^{-1/2}$  برای دماهای نزدیک به  $T_C$  است.

لانداو است. مقدار آن رفتار مغناطیسی مواد را تعیین می کند و برای تشخیص ابررساناهای مختلف مفید است. تئوری گینزبورگ-لانداو محدودیت قوی دارد، معادلات آن، که از بسط سری حول دمای بحرانی بدست می آید فقط برای دماهای نزدیک  $T_C$  معتبر است.

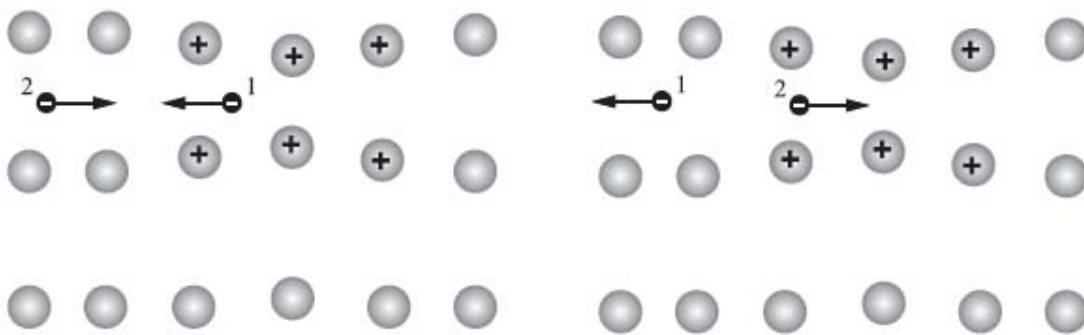
### ۱-۳-۳ تئوری BCS

تئوریهای لندن و گینزبورگ-لانداو تئوری های پدیده شناختی هستند که می توانند خیلی مشخصه های ابررسانایی را توضیح دهند اما هیچ اطلاعاتی در مورد منشاء و طبیعت آنها نمی دهند. تا اینکه در سال ۱۹۵۷ باردین، کوپر و شریف<sup>۲۳</sup> یک تئوری میکروسکوپی ابررسانایی را بنام تئوری BCS ارائه دادند. تئوری BCS براساس شکل گیری جفت های کوپر می باشد. تقریباً ۶ سال بعد از کشف اثر ایزوتوپ که اندرکنش الکترون-فونون را به عنوان کلید درک ابررسانایی مطرح کرده بود در سال ۱۹۵۶، کوپر اندرکنش یک جفت الکترون را بالای کره فرمی بررسی کرد. بنابراین علاوه بر دافعه کولنی استتار شده، کوپر اندرکنش جاذبه ای را از طریق فونونها در نظر گرفت، که نشان می داد حالت پایه یک حالت مقید است. همین که یک اندرکنش جاذبه خالص وجود داشته باشد کافی است، حتی با اندرکنش بسیار ضعیف، شکل گیری جفت از لحاظ انرژی برای سیستم امکان پذیر است. اما چگونه این اندرکنش جاذبه ظاهر می شود؟ ایده فیزیکی آن در شکل (۱-۶) نشان داده شده است. وقتی اولین الکترون در میان جامد حرکت می کند، یونهای مثبت شبکه را جذب کرده و یک قطبیدگی در سیستم بوجود می آورد. بدنبال آن الکترون دوم بوسیله این ناحیه مثبت ایجاد شده توسط الکترون اول جذب می شود. بدین طریق دو الکترون به یکدیگر جفت می شوند. با این ایده باردین، کوپر و شریف

---

<sup>23</sup> Bardien , Cooper and Scherifer (BCS)

یک قدم جلوتر رفتند و تمام الکترونها را در حالت پایه جفت شده در نظر گرفتند. توابع موج جفت، با اسپین یکتایی و حالت ارییتال s بودند که با الکترونها با اسپین و بردارهای موج مخالف شکل گرفته بودند. این حالت پایه از حالت های تحریک شده با گاف انرژی  $2\Delta$  جدا می شود.



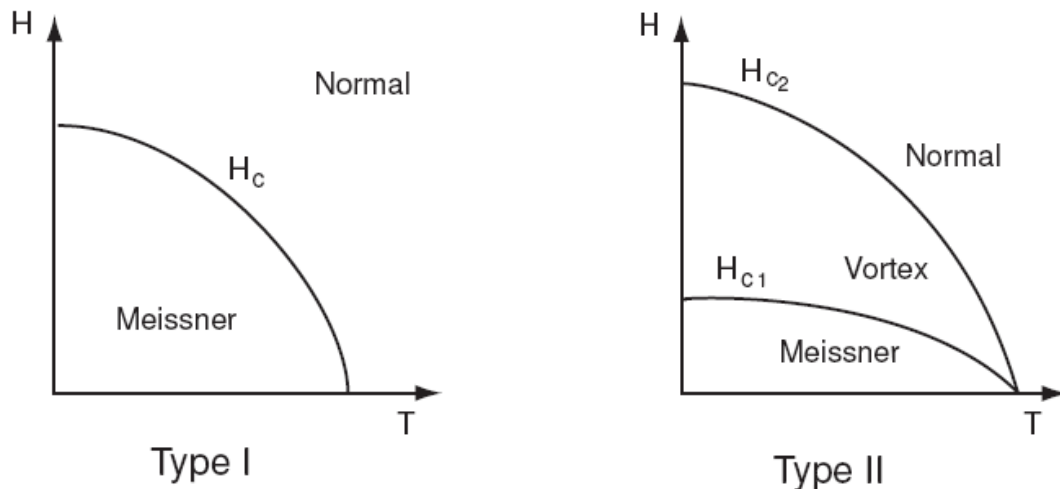
شکل ۱- ۶: تصویر شماتیک اندرکنش الکترون- فونون. الکترون ۱ ناحیه ای پلاریزه در شبکه، با حرکتش در جامد بوجود می

آورد. این بخش از شبکه توده ای از بارهای مثبت هستند که الکترون ۲ را جذب می کند.

به محض اینکه انرژی گرمایی از گاف کمتر شود، مقاومت صفر می شود یعنی اینکه الکترونها انرژی کافی برای درگیر شدن با شبکه ندارند. در واقع برخوردها رخ می دهد اما آنها فقط بین جفتها مبادله می شود در نتیجه حرکت جفت شده که مقاومت صفر را بوجود می آورد برقرار است. اندازه جفتها با طول همدوسی  $\xi$  داده می شود که می تواند از مرتبه چند میکرومتر در بعضی از ابررساناهای متعارف باشد. این طول خیلی بزرگتر از فاصله بین الکترونها است، بنابراین جفتهای الکترون می توانند به طور قوی هم پوشانی کنند. در سال ۱۹۵۹، گورکوف<sup>۲۴</sup> نشان داد که معادلات گینزبرگ-لاندائو می تواند از تئوری BCS نزدیک دمای  $T_c$  نتیجه گرفته شود [30]. این یک موفقیت برای تئوری G.L بود. بار  $q^*$  و جرم  $m^*$  که در معادلات G.L ظاهر می شدند دو برابر بار الکترون و جرم الکترون می شوند و چگالی

<sup>24</sup> L. P.Gorkov

بار ابرسانایی ذرات  $n_s$  نصف چگالی الکترونیهای حالت نرمال می باشد. این حقیقت به معنی فیزیکی  $\psi(r)$  به عنوان تابع موج جفتهای کوپر مربوط می شود.



شکل ۱- ۷: چپ: دیاگرام فاز H-T برای ابرسانای نوع I. راست: دیاگرام فاز میدان متوسط H-T ابرسانای نوع II. بین میدان های بحرانی  $H_{C1}$  و  $H_{C2}$  سیستم در حالت گردشاره است، جایی که در آن نفوذ نسبی شار مغناطیسی صورت می گیرد.

## ۱- ۴ ابرساناهای نوع II

بر اساس مقدار پارامتر G.L.، ابرساناها می توانند به دو نوع دسته بندی شوند. ابرساناهای خالص کلاسیکی مثل سرب یا قلع با  $\lambda < \xi$  و در نتیجه  $\kappa < 1$ ، به عنوان ابرسانی نوع I شناخته شده اند. در این نوع مواد اثر مایسنر در میدانها و دماهای کم بر قرار است. به محض اینکه T و H به مقدار بالای مقادیر بحرانی افزایش می یابد، سیستم یک گذار مرتبه اول به حالت نرمال می کند و ابرسانایی از بین میرود. شماتیک دیاگرام فاز برای ابرسانای نوع I در شکل (۱- ۷) سمت چپ نشان داده شده است.

در سال ۱۹۵۷، ابریکاسف<sup>۲۵</sup>، اثر  $\kappa$  های بزرگ، تئوری G.L. را بررسی نمود که عکس رابطه  $\lambda < \xi$

ابرسانای نوع I بود [31]. او رفتار مغناطیسی کاملاً متفاوتی را برای  $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$  که ابرسانای نوع II

نامیده شدند، یافت (شکل (۷-۱) سمت راست). فاز مایسنر در این مواد برای میدان مغناطیسی زیر

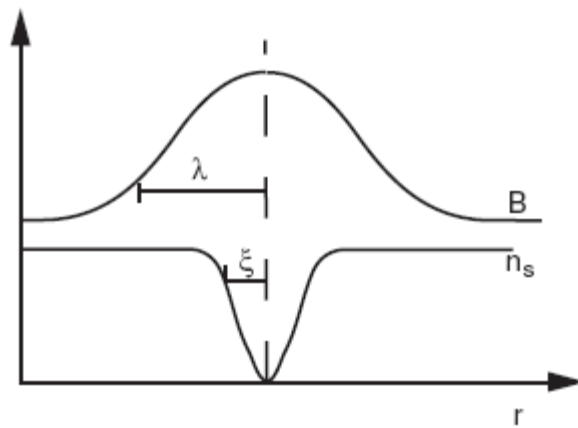
میدان مغناطیسی بحرانی  $H_{C1}$  وجود دارد. هر چند، بجای گذار پیوسته به حالت نرمال در  $H_{C1}$ ، شار

مغناطیسی شروع به نفوذ کردن به شکل خطوط شار با حفاظ های جریان به داخل ماده می کند<sup>۲۶</sup>. هر

یک از این گردشها، شار کوانتومی با مقدار  $\Phi_0$  را حمل می کنند.

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.0679 \times 10^{-15} \text{Vs} \quad (1-8)$$

پاسخ چگالی شار و غلظت ابر الکترونها در یک گردشها در شکل (۸-۱) نشان داده شده است.



شکل ۸-۱: چگالی شار و چگالی الکترون های ابرسانایی در گردشها. پاسخ الکترومغناطیسی بوسیله طول نفوذ  $\lambda$  تعیین می

شود، در حالیکه تغییرات پارامتر نظم  $\Psi^2 \sim n_s$  به طول همدموسی  $\xi$  وابسته است.

<sup>25</sup> A.A. Abrikosov

<sup>26</sup> -مقیاس طولی که این جریانها بدور مغزی گردشها ها حلقه می زند با عمق نفوذ  $\lambda$  داده می شود که پاسخ الکترومغناطیس ابرسانا تعریف می گردد.

در مغزه پارامتر نظم ابرسانیایی  $|J/J_c|^2$  صفر می شود. اندازه مغزی با طول همدوسی  $J_c$  ، که طول مشخصه برای تغییرات پارامتر نظم است تعیین می شود. با افزایش میدان، چگالی خطوط شار افزایش می یابد تا اینکه مغزی ها هم پوشانی کنند، و زمانی است که به میدان بحرانی بالایی  $H_{C2}$  رسیده باشیم. این میدان خیلی بزرگتر از میدان بحرانی  $H_{C1}$  ابرسانیای نوع I است. چون انرژی که باید صرف شود تا میدان را از داخل ابرسانا خارج نماید به دلیل نفوذ نسبی شار کمتر است. این حقیقت، این نوع مواد را برای کاربردهای میدان بالا مناسب می سازد.

## ۱- ۵ ابرساناهای دمای بالا

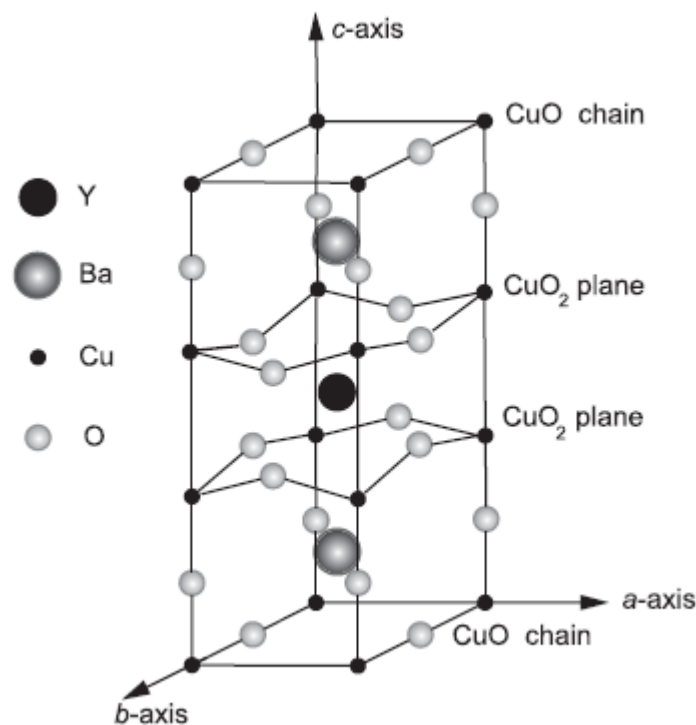
در سال ۱۹۸۶، بدنورز<sup>۲۷</sup> و مولر<sup>۲۸</sup> سیستم Ba-La-Cu-O را کشف نمودند [32]. بالاترین دمای بحرانی این مواد حدود 30K بود، که از بالاترین دمای  $T_C$  شناخته شده در آن زمان برای فیلم های Nb-Ge حدود 23K، زیاد بالاتر نبود [33]، اما با ابرساناهای قبلی اختلاف زیادی داشتند. یافتن ابرسانیایی در سرامیک هایی که از طرفی رسانایی بسیار ضعیف داشتند، راهی را برای مطالعه خواص ابرسانیایی کوپرات ها باز نمود. دقیقاً یکسال بعد، ابرسانیایی در  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO) با دمای  $T_C$  در حدود 93K کشف شد [34]. این موفقیت، امتیاز تجربی مهمی را به دنبال داشت، چون نیتروژن مایع می توانست به عنوان سرد کننده استفاده شود. کوپراتهایی بر پایه جیوه بالاترین  $T_C$  بدست آمده در حال حاضر یعنی بالای 130K را دارند [35]. بالاترین دمای  $T_C$  گزارش شده که در فشار اتمسفر اندازه گیری شده 138K است که در ترکیبات  $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$  با آلیش TI گزارش شده است [36]. اگر فشار بالا اعمال شود، این دما می تواند به 160K افزایش یابد [37]. هر چند اثر فشار بر روی  $T_C$  ،

<sup>27</sup> J.G. Bednorz

<sup>28</sup> K.A. Muller



برای همه کوپراتها یکسان نیست و در YBCO،  $T_C$  با افزایش فشار کاهش می یابد [38]. اگر چه بیشتر ابررساناهای دمای بالا کوپرات ها هستند، ولیکن تعداد زیادی ابررسانای دمای بالای غیر کوپراتی وجود دارند از قبیل:  $MgB_2$  با دمای  $T_C$  حدود 40K با ساختار ساده قابل توجه برای HTSC [39] و  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  با ساختار پروسکایت مکعبی و  $T_C \approx 30K$  [40]، یا فولرین ها با آلیش قلیایی مثل  $K_xC_{60}$  ( $T_C \approx 18K$ ) [41] یا  $Rb_xC_{60}$  ( $T_C \approx 30K$ ) [42].



شکل ۱- ۹ : ساختار بلوری  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . پارامترهای شبکه  $a \approx 3.82 \text{ \AA}$ ,  $b \approx 3.89 \text{ \AA}$ ,  $c \approx 11.68 \text{ \AA}$  برای  $\delta = 0.07$  [48].

ابررساناهای دمای بالا بخوبی توسط تئوری BCS توصیف نمی شوند. سازوکار ابررسانایی و تقارن پارامتر نظم در حقیقت یکی از موضوعات بحث انگیز در ابررسانایی می باشد. اعتقاد کلی براین است که جفت شدگی از نوع d-wave است [43-45]، اما تعدادی از پژوهشگران هم معتقدند که جفت

شدگی نوع s-wave است [46,47]. همه کوپراتها ساختار کریستالی مشابه دارند، که به شکل پروسکایت با کمبود اکسیژن می باشند. رسانایی در صفحات  $\text{CuO}_2$  که بموازات صفحه  $ab$  بلور است رخ می دهد. در سلول اولیه YBCO، که در شکل (۱-۹) نشان داده شده، دو صفحه رسانش  $\text{CuO}_2$  که توسط صفحه  $Y$  از هم جدا شده وجود دارد. در بین این بلوک های رسانا دو صفحه  $\text{BaO}$  و علاوه بر آن یک لایه با زنجیره  $\text{CuO}$  در امتداد جهت  $b$  وجود دارد. این زنجیره های  $\text{CuO}$  به عنوان ذخیره کننده های بار، که چگالی الکترونها را در صفحات کنترل می کنند عمل می نمایند.

### ۱-۵-۱ نا همسانگردی<sup>۲۹</sup>

ساختار ویژه کوپراتها، خواص الکتریکی آنها را نا همسانگرد می سازد. مقاومت ویژه  $\rho$  در راستای محور  $c$  می تواند تا  $10^4$  مرتبه بزرگتر از مقدار آن در جهت  $a$  یا  $b$  باشد. تئوری گینزبرگ-لانداو می تواند در حالت نا همسانگردی بکار رود، اگر جرم مؤثر به جای اسکالر بصورت تانسور در نظر گرفته

شود. این تانسور قطری و بهنجار است به گونه ای که

$$(m_{ij}) = \begin{pmatrix} m_a & 0 & 0 \\ 0 & m_b & 0 \\ 0 & 0 & m_c \end{pmatrix} \quad (1-9)$$

در ابررساناهای دمای بالا جرم مؤثر در امتداد محور  $c$ ،  $m_c$  خیلی بزرگتر از مقدار آن در جهت  $a$  یا  $b$ ،  $m_b$  و  $m_a$  است بنابراین نا همسانگردی تقریباً تک محور است. در این حالت پارامتر نا همسانگردی جرم را بصورت زیر تعریف می کنیم:

<sup>29</sup> Anisotropy

$$\gamma = \sqrt{\frac{m_c}{m_{ab}}} \quad (1-10)$$

و  $m_{ab} = (m_a m_b)^{1/2}$  غالباً از طریق اندازه گیری گشتاور مغناطیسی تعیین می شود<sup>30</sup>. بنابراین در کوپراتها، هر دو مقدار  $\gamma$  و ماکزیمم  $T_C$  به استوکیومتری دقیق وابسته است. برای YBCO،  $\gamma$  از مقدار ۷-۸ برای بهینه آرایش نمونه ( $\delta=0.07$ ) تا مقدار 30 برای نمونه هایی با  $\delta=0.5$  ( $T_C$  در حدود 50K) تغییر می کند [50]. کوپراتهای دیگر مثل (BSCCO)  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{7-\delta}$  یا (Tl2212)  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ، بیشتر ناهمسانگرد هستند، امامقادیر  $\gamma$  بیشتری گزارش شده است. ناهمسانگردی و بالاترین  $T_C$  تعدادی از کوپراتهای معمول در جدول ۱-۱ آورده شده است.

جدول ۱-۱: بالاترین دماهای گذار و ناهمسانگردی تعدادی کوپراتها.

Compound		Highest $T_c$ (K)	$\gamma$
$\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-\delta}$	YBCO	93	7-8
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$	BSCCO	110	55 - 200 [51-53]
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$	Tl-2212	130	20 - 300 [54-56]

جرم مؤثر در معادلات لندن از طریق  $\Lambda = \frac{m}{n_s} (q^*)^2$  وارد می شود، بنابراین در یک تئوری ناهمسانگرد  $\Lambda$  هم تانسور می باشد. چون  $\Lambda = \mu_0 \lambda_L^2$ ، مقدار عمق نفوذ در جهت های مختلف فرق دارند. با استفاده از رابطه (۱-۱۰) می توان نشان داد که  $\lambda_c = \gamma \lambda_{ab}$ . طول همدوسی از رابطه معکوس  $\xi_c = \gamma^{-1} \xi_{ab}$  پیروی می کند. با استفاده از معادله (۱-۱۰) در تعریف  $\xi$  که تئوری G.L داده شده،  $\xi^2 = -\hbar/2m\alpha$ ، بدست می آید و در آن  $\alpha$  یکی از ضرایب بسط انرژی آزاد است. بنابراین میتوان نتیجه گرفت که، میدانهای بحرانی بالایی و پائینی، که به  $\lambda$  و  $\xi$  وابسته هستند، هم چنین در صفحات

<sup>30</sup> وقتی میدان مغناطیسی خارجی در یک جهت اصلی بلور اعمال نشود، مغناطش یک مؤلفه غیر صفر عمود در میدان دارد که گشتاور مکانیکی رانتهجه می دهد، و می تواند به جرم های در امتداد  $\mathbf{a}$  و  $\mathbf{b}$  مربوط شود.

ab و راستای محور c متفاوتند. بطور کلی، خواص فیزیکی HTSC ها با میدان مغناطیسی اعمال شده در طول محور c یا در صفحات ab بررسی می شوند. اما در بعضی حالات، جالب است که حالات میانی را بررسی نمود. یک راه برای حل مسئله ناهمسانگردی این است که جرم مؤثر تانسوری (معادله ۱-۹) را در معادلات G.L. قرار دهیم و محاسبات حالت همسانگرد را دوباره انجام دهیم. برای حل این مسئله تقریب دیگری هم توسط لارکین<sup>۳۱</sup>، گشکنبین<sup>۳۲</sup> و بلاتر<sup>۳۳</sup> (BGL) صورت گرفته است [57].

## ۱-۶ حالت گردشاره در ابررساناهای دمای بالا

ابررساناهای دمای بالا، ابررسانای نوع II هستند که دارای طول همدوسی کوتاه و عمق نفوذ بلند و در نتیجه پارامتر G.L. بزرگ می باشند. یک نتیجه از بزرگ بودن این پارامتر، این است که حالت مخلوط<sup>۳۴</sup> به بخش بزرگی از دیاگرام فاز H-T گسترش می یابد، که این موضوع را به وضوح می توان در رابطه با تعریف میدانهای بحرانی پائینی و بالایی دید. شار مغناطیسی به منطقه ابررسانایی نفوذ نمی کند مگر اینکه، انرژی آزاد گیبس سیستم با یک گردشاره، کوچکتر از انرژی گیبس در حالت مایسنر خالص شود. این حالت در میدانی رخ می دهد که بالای میدان بحرانی پائینی  $H_{C1}$  است.

$$H_{C1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi} \quad (1-11)$$

عمق نفوذ بزرگ  $\lambda$  به مقدار کوچک  $H_{C1}$  منتهی می شود و بنابراین حالت مایسنر در مواد با  $T_C$  بالا، به میدان های کوچک منتهی می گردد. در میدان بحرانی بالایی  $H_{C2}$ ، چگالی گردشاره ها به اندازه کافی

<sup>31</sup> Larkin

<sup>32</sup> Geshkenbein

<sup>33</sup> Blatter

<sup>34</sup> mixed state