



بهینه سازی پروسه ساخت ابررساناهای پایه بیسموت

جلال قربانی فیروزسالاری

دانشکده علوم

گروه فیزیک

۱۳۹۱

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

اساتید راهنما

پروفسور حسن صدقی

دکتر اصغر اسمعیلی

چکیده.....	الف
فصل اول.....	ب
خواص ابرسانایی.....	ب
مقدمه.....	۱
تعریف ابرسانایی.....	۱
ابرساناهای نوع I و II.....	۲
عمق نفوذ.....	۳
تأثیر عوامل مختلف تهیه، بر روی خواص ابرسانای پایه <i>Bi</i> .....	۴
دمای بحرانی، جریان بحرانی و میدان بحرانی.....	۵
اثر مایسنر.....	۶
نظریه های ابرسانایی.....	۸
جفت های کوپر.....	۱۰
تئوری BCS.....	۱۵
کوانش شار.....	۱۶
تابع موج حالت ابرسانایی.....	۱۶
کوانش شار در یک حلقه ابرسانا.....	۱۷

- ۲۰.....گاف انرژی
- ۲۱.....تونل زنی جوزفسون
- ۲۲.....خواص ترمودینامیکی
- ۲۳.....گرمای ویژه
- ۲۴.....کاربرد های ابرسانا
- ۲۴.....شیر حرارتی
- ۲۵.....بولومتر ابرسانا
- ۲۷.....فصل دوم
- ۲۷.....ابرسانایی دمای بالا
- ۲۸.....کشف ابرسانایی دمای بالا
- ۲۸.....ساخت ابرساناهای سرامیکی
- ۲۹.....کلوخه سازی
- ۲۹..... $Ba_{1-x}K_xBi_2O_{7-y}$  ابرسانای مکعبی پروسکایت
- ۲۹..... $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  ترکیب
- ۳۰.....ترکیبات تالیوم
- ۳۲.....ساخت نمونه های با پایه  $Bi$
- ۳۳..... $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+6}$  ساختارهای بلوری
- ۳۶.....جریان بحرانی در یک سیم ابرسانا
- ۳۸.....فصل سوم

روش تهیه نمونه‌های مورد استفاده و آزمایش‌های انجام گرفته روی آنها.....	۳۸
تهیه پودر و مشخصه یابی.....	۳۹
مراحل ساخت نمونه‌ها به روش واکنش حالت جامد به صورت زیر است.....	۳۹
اثر آرایش سیستم BSCCO با عناصر مختلف.....	۴۱
مراحل انجام آزمایش.....	۴۴
<b>توزین و مخلوط شیمیایی.....</b>	<b>۴۴</b>
مرحله تکلیس یا اهکی شدن.....	۴۵
<b>مرحله کلوخه سازی.....</b>	<b>۴۶</b>
<b>روش‌های اندازه‌گیری در نمونه‌های ابررسانای ساخته شده.....</b>	<b>۴۸</b>
<b>منحنی‌های R-T.....</b>	<b>۴۸</b>
<b>پراش پرتو X (XRD).....</b>	<b>۵۰</b>
ساختار میکروسکوپ الکترونی.....	۵۳
<b>میکروسکوپ‌های الکترونی روبشی SEM.....</b>	<b>۵۳</b>
فصل چهارم.....	۵۵
نتیجه‌گیری و بحث.....	۵۵
<b>نتایج اندازه‌گیری طیف XRD.....</b>	<b>۵۶</b>
نتایج اندازه‌گیری مقاومت الکتریکی.....	۶۳
نتایج حاصل از چگالی بحرانی و دمای بحرانی.....	۶۷
تصاویر میکروسکوپ الکترونی.....	۷۱
مراجع.....	۸

## چکیده:

در این پایانامه تاثیر دماهای پخت مختلف بر روی خواص ابررسانایی ابررسانای پایه بسموت فاز ۲۲۲۳ مورد بررسی قرار گرفته است. نمونه های  $Bi_{1.6}Pb_{.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_{9.8}$  با استفاده از روش اندرکنش استاندارد حالت جامد در دماهای مختلف پخته شده است. با استفاده از روش چهار میله ای، دمای گذار و مقاومت حالت نرمال اندازه گیری شده است. بررسی منحنی R-T نشان می دهد که نمونه ساخته شده در دمای ۸۴۸ دارای بالاترین دمای بحرانی می باشد. ریزساختار و ریخت شتاسی نمونه ها توسط پراش اشعه X و SEM بررسی گردید. از داده های الگوی پراش XRD، درصد فازهای دمای بالا (۲۲۲۳) و دمای پایین (۲۲۱۲) برای هر یک از نمونه ها محاسبه شده است. در ابتدا با افزایش دما از میزان درصد فازی دمای پایین کاسته شده و به درصد فازی دمای بالا افزوده می شود و این روند تا دمای ۸۴۸ ادامه دارد و از این دما به بالا قضیه برعکس می شود.

# فصل اول

خواص ابررسانایی

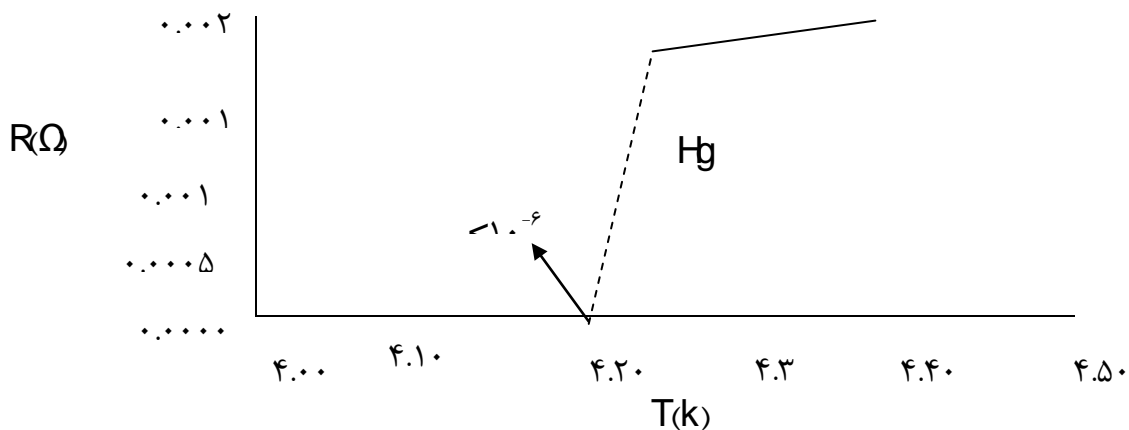
## ۱-۱- مقدمه

در این فصل ابتدا نگاهی مختصر به تعریف ابرسانایی می پردازیم. و سپس قوانین مهم حاکم بر آن را که در تحلیل موضوع این پایانامه لازم خواهد شد، به تفصیل شرح میدهیم.

## ۱-۲- تعریف ابرسانایی

ابرسانایی یک پدیده الکترومغناطیسی است که در مواد بخصوصی در دماهای پایین رخ می دهد و بوسیله مقاومت الکتریکی دقیقاً صفر و میرایی میدان مغناطیسی در داخل آنها (اثر مایسنر) مشخص می شود [۱۲]. در ابرسانایی ماده خاصیت دیامغناطیس کامل پیدا می کند، یعنی میدان مغناطیسی را از درون خود طرد می کند. ( $\chi_m = -1$ )

بررسی و مطالعه مقاومت الکتریکی عناصر و ترکیبهای ابرساناها، یکی از جالبترین موضوعات مورد علاقه دانشمندان است. این پدیده در سال ۱۹۱۱ در آزمایشگاه لیدن توسط کامرلینک اونس کشف شد [۱۳]. اونس ابرسانایی را وقتی در حال بررسی خواص الکتریکی Hg در دماهای پایین، کشف کرد. او مشاهده کرد که وقتی دمای جیوه کاهش پیدا میکند و از یک حد بحرانی  $T_c$  پایین تر می رود، مقاومت الکتریکی خود را از دست میدهد (شکل ۱-۱). بعد از آن ابرسانایی در بیشتر فلزها و آلیاژها هم مشاهده شد.



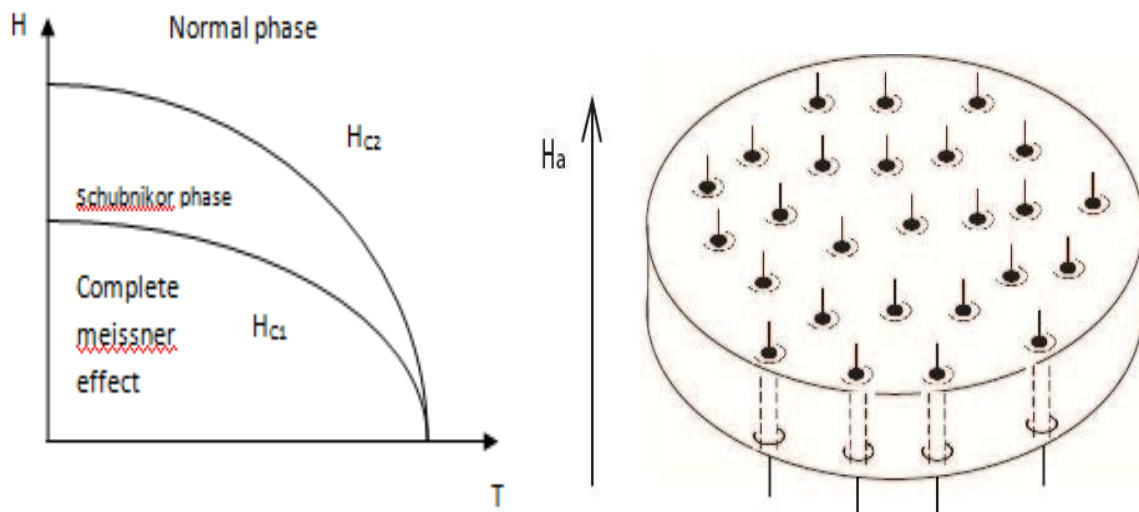
شکل (۱-۱): مقاومت الکتریکی جیوه بر حسب دما

### ۱-۳- ابرساناهای نوع I و نوع II

خواص مغناطش ابرساناهای نوع III از نوع I پیچیده تر است. در ابرسانای نوع I، وقتی میدان اعمالی از میدان بحرانی بیشتر می شود، مغناطش به یکباره صفر می شود. به محض اینکه میدان اعمالی از مقدار بحرانی بیشتر شود، میدان به طور کامل به داخل نفوذ می کند و ابرسانا به حالت بهنجار می رود. این مقدار  $H_c$  حدود چند میلی تسلا است در حقیقت ابرسانای نوع I همانند یک دیا مغناطیس کامل عمل می کند. در ابرسانای نوع II دو میدان بحرانی وجود دارد،  $B_{C1}$  که نسبتاً کم است و  $B_{C2}$  که خیلی بیشتر است در میدان های  $B < B_{C1}$  (مثل نمونه های نوع I) نمونه های نوع II نیز دیا مغناطیس کامل هستند و  $M = -H$ .

در میدانهای بزرگتر  $B_{C1} < B < B_{C2}$  ابرسانا در حالت آمیخته قرار دارد و در میدانهای بالاتر  $B < B_{C2}$  مغناطش صفر می شود و ابرسانایی در حالت نرمال قرار می گیرد. ابرساناهای دمای بالا اغلب از نوع II هستند (شکل ۱-۲). حالت آمیخته را می توان به وسیله SEM مشاهده کرد. این روش اولین بار توسط اسمن و تروبل ابداع شد [6].

توضیح فیزیکی فاز بین  $B_{C1}$  و  $B_{C2}$  توسط ابریکاسوف<sup>۱</sup> ارائه شد [7]. او نشان داد که میدان مغناطیسی به شکل گردابه ها وارد ابرسانا می شود که در شکل (۱-۳) نشان داده شده است. هر گردابه شامل ناحیه کوچکی از ابر جریان گردش کننده به دور هسته مرکزی کوچک است که این هسته اساساً فلز نرمال شده است. جریان های گردش کننده میدان مغناطیسی را برای ناحیه ای از گردابه ها که در فاز ابرساناست، استتار می کنند.



شکل (۱-۲): میدانهای بحرانی بالا و پایین برای ابرسانای نوع II

شکل (۱-۳): شکل شماتیک نفوذ گردابه ها در نمونه در حضور میدان مغناطیسی

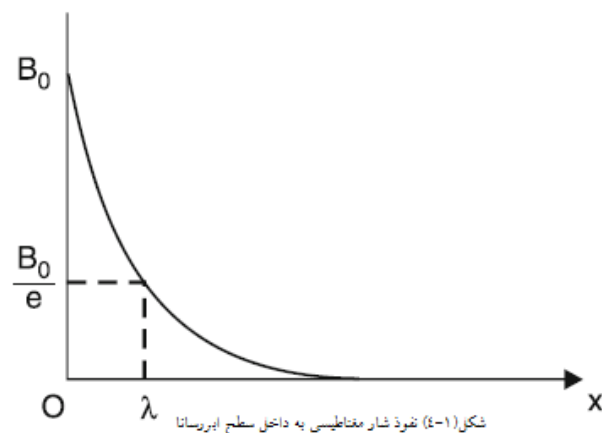
<sup>1</sup> Abrikosov



## ۱-۴- عمق نفوذ

همانطور که در بخش قبل دیدیم دیا مغناطیس کامل بودن ابررسانا از جاری شدن جریان های الکتریکی در داخل ماده جلوگیری می کند. از طرف دیگر جریان ها را نمی توان کاملاً محدود به سطح کرد زیرا اگر چنین باشد، ورقه حامل جریان هیچ ضخامتی نخواهد داشت و چگالی جریان بی نهایت خواهد شد که از نظر فیزیکی غیر ممکن است. و چگالی جریان بی نهایت خواهد شد که از نظر فیزیکی غیر ممکن است. در جریان در لایه نازکی از سطح جاری می شود که مرتبه بزرگی ضخامت آن  $10^{-5}$  سلنتی متر است اگرچه مقدار واقعی در فلزات مختلف متفاوت است. با وجود این که ضخامت تا این اندازه کوچک است، خواهیم دید که این ضخامت کوچک نقش خیلی مهمی در تعیین خواص ابررسانا ها بازی می کند [۱۸].

موقعی که نمونه ابررسانا در میدان مغناطیسی اعمال شده ای قرار دارد، جریان های استتار که به منظور حذف شار داخل در گردش اند، بایستی درون همین لایه سطحی جاری شوند. در نتیجه، چگالی شار در مرز فلز بطور ناگهانی به صفر کاهش نمی یابد بلکه در داخل ناحیه ای که جریان استتار در آن جاری است به تدریج ا بین می رود. به همین دلیل، عمقی که در آن جریان جاری است، عمق نفوذ نامیده می شود، زیرا این عمقی است که به نظر می رسد میدان مغناطیسی اعمال شده به آن نفوذ می کند. بنابراین گرچه از ابررسانا به عنوان ماده ای کاملاً دیا مغناطیس صحبت می کنیم، ولی در واقع نفوذ خیلی جزئی از شار مغناطیسی وجود دارد و چگالی شار به گونه ای که در شکل (۴-۱) نشان داده شده است در نزدیکی سطح از بین می رود. (این شبیه "عمق پوسته" در رسانای عادی است که میدان های متناوب با بسامد بالا به آن نفوذ می کنند). مرز قطعه ای که از یک طرف تا بی نهایت ادامه دارد در شکل (۴-۱) نشان داده شده است را مورد توجه قرار می دهیم.



اگر در فاصله  $x$ ، از سطح فلز، چگالی شار به مقدار  $B(x)$  کاهش یابد، می توانیم عمق نفوذ  $\lambda$  را به وسیله

$$\int_0^{\infty} B(x) dx = \lambda B(0) \quad (1-1)$$

تعریف کنیم، که در آن  $B(0)$  چگالی شار در سطح فلز است. به عبارت دیگر، همان مقدار شار در درون ابررسانا وجود خواهد داشت که اگر چگالی شار میدان خارجی تا عمق  $\lambda$  از سطح ثابت باقی می ماند.

لندن پیشگویی کرد، در نمونه ای که بسیار ضخیم تر از عمق نفوذ است، نفوذ چگالی شار مغناطیسی در داخل فلز، به طور نمایی کاهش می یابد، یعنی

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (2-1)$$

با وجود این، در محاسبات ساده، معمولاً کافی است تقریبی را بکار ببریم که در آن چگالی شار میدان اعمال شده  $B(0)$  تا عمق  $\lambda$  از سطح، ثابت باقی بماند و سپس به طور آنی به صفر کاهش یابد.

در اندازه گیریهای مغناطیس روی نمونه ها با اندازه معمولی، عمق نفوذ به اندازه ای کوچک است که نفوذ شار چندان قابل توجه نیست و به نظر می رسد که این نمونه ها دیا مغناطیس کامل با  $B=0$  باشند. برای سهولت، به دیا مغناطیس "کامل" نامیدن اجسام ابررسانا که بطور معقولی بزرگ هستند ادامه می دهیم، این عبارت شامل شار مغناطیسی بسیار کوچکی که در سطح وجود دارد نیز می شود. اما، اگر اندازه گیری روی نمونه های کوچک، مثل پودر یا فیلم های نازک، که ابعادشان خیلی بزرگتر از عمق نفوذ نیست انجام شود، آن وقت نفوذ شار مغناطیسی اهمیت پیدا می کند. در چنین حالت هایی که چگالی شار مغناطیسی قابل توجهی در سرتاسر فلز وجود دارد، دیگر دیا مغناطیس وجود نخواهد داشت و در نتیجه خواص آن ها با خواص فلز ابررسانای کپه ای فرق خواهد داشت.

## ۱-۵- تأثیر عوامل مختلف تهیه، بر روی خواص ابررسانای پایه $Bi$

تکلیس باعث انحلال گرمایی می شود، به طوری که ابتدا در دماهای پایین آب و در دماهای بالاتر اکسیژن و گازهای  $CO_2$  از مواد خارج می شود

مرحله کلوخه سازی مهمترین مرحله ساخت نمونه های ابررسانا است. در واقع در این مرحله است که فازابر رسانایی و سلولهای واحد ارتورمبیک ایجاد می شود.

کلوخه سازی توده سرامیکی باعث می شود که خلل و فرج توده های سرامیکی حذف شود. در این مرحله

ابتدا تراکم مکانیکی بین ذرات منجر به حرکت سطح دانه ها شده و بدون چروکیدگی و انقباض توده ها کانال هایی بین دانه ها ایجاد می شود که سبب خروج گازهای گیر افتاده در میان دانه ها می شود و در نهایت انقباض توده ها با نو آرایی ذرات و تشکیل سرامیک همراه است.

با بررسی های انجام شده بر روی ابررسانای پایه بیسموت نشان داده شده است که:

الف- با افزایش فشار، دمای شروع گذار نیز افزایش پیدا می کند و پهنای گذار پایین می آید.

ب- با افزایش دمای تکلیس، دمای شروع گذار پایین می آید، و پهنای گذار بالا می رود.

ج- با افزایش دمای کلوخه سازی تا یک حدی، دمای شروع گذار بالا می رود، و پهنای گذار پایین می آید. از آن حد به بعد دمای گذار دوباره پایین می آید.

در این پایان نامه، این حد به نام دمای پخت بهینه نام گذاری شده است و با پخت نمونه های مختلف ابررسانای پایه بیسموت یعنی  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_{9.8}$  در دماهای مختلف این دمای پخت بهیته به دست آمده است.

## ۱-۶- دمای بحرانی، جریان بحرانی و میدان بحرانی

همانطور که قبلاً گفته شد اگر یک ماده ابررسانا سرد شود در یک دمای خاصی که به آن دمای بحرانی ( $T_C$ ) گفته می شود، مقاومت الکتریکی آن به یکباره از بین می رود. رسانش الکتریکی، به علت حرکت حامل های منفی و مثبت یعنی الکترون ها و حفره ها، یونهای مثبت و منفی ایجاد میشود. ابررساناها در بالای دمای  $T_C$  دارای رسانش نرمال و مقاومت ویژه می باشند که در حالت نرمال، رفتار فلز یا نیم رسانا از خود نشان می دهند. اما حالت ابررسانایی فقط دستخوش تغییرات دما نیست بلکه یک میدان مغناطیسی به اندازه کافی بزرگ، نیز حالت ابررسانایی در زیر دمای گذار را از بین میبرد. این میدان که به دما بستگی دارد، میدان مغناطیسی بحرانی نامیده میشود و وابستگی آن به دما توسط رابطه تجربی (۱-۱) داده می شود.

$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^2 \right] \quad (۳-۱)$$

به غیر از افزایش دما تا دمایی بالاتر از دمای بحرانی و نیز اعمال میدان مغناطیسی بحرانی که باعث از بین رفتن حالت ابررسانایی میشوند، عبور جریان زیاد از نمونه ابررسانا نیز باعث گذار از حالت ابررسانایی به حالت نرمال میشود. این جریان را جریان بحرانی ( $I_c$ ) می گویند.  $I_c$  به دما بستگی دارد. بدین ترتیب که هرچه دما

کمتر باشد مقدار  $I_c$  بیشتر می‌باشد. معمولاً  $I_c$  را با دمای  $77K$  یعنی جوش نیتروژن مایع اندازه‌گیری می‌کنند. جریان بحرانی  $I_c$  به میدان مغناطیسی اعمال شده نیز بستگی دارد. با اعمال میدان مغناطیسی، جریان بحرانی  $I_c$  کم می‌شود. معمولاً جریان بحرانی در واحد سطح که چگالی جریان بحرانی  $(J_c)$  نام دارد، استفاده بیشتری دارد و اغلب بر حسب  $A/cm^2$  محاسبه می‌شود.

برای ماده ابررسانایی حاوی جریان  $I$  و شعاع مقطع دایره ای  $a$ ، میدان مغناطیسی در روی سطح ماده به صورت  $I/2\pi a$  می‌شود. جریان عبوری از ابررسانا نمی‌تواند بیشتر از مقداری شود که میدان حاصل از آن در سطح از  $H_c$  تجاوز کند. بنابراین باید  $I_c = 2\pi a H_c$  و  $J_c = 2H_c / a$  شود.

برای ابررسانای واقعی مقدار جریان بحرانی کمتر از این حد است و جریان واقعی به وسیله‌ی سایر ساز و کارهای فیزیکی محدود می‌شود [۱].

در حضور میدان مغناطیسی، چگالی جریان که برای نمونه در نظر گرفته می‌شود، حاصل از دو جمله است که به ترتیب چگالی جریان انتقالی و چگالی جریان حاصل از جریانهای پوششی است ( $\vec{J} = \vec{J}_I + \vec{J}_H$ )

## ۱-۷- اثر مایسنر

اگر چه پدیده ابررسانایی یک حالت مقاومت صفر است، اما یک ابررسانا بطور ساده یک رسانای ایده آل که قطعه ای از یک فلز با مقاومت صفر باشد، نیست [۲]. رفتار یک رسانای ایده آل را در یک میدان مغناطیسی خارجی به حد کافی کوچک به طوری که رسانایی ایده آل نمونه را خراب نکند در نظر بگیرید. فرض کنید ابتدا نمونه تا زیر دمای بحرانی در میدان مغناطیسی خارجی صفر، سرد می‌شود. سپس یک میدان مغناطیسی بر آن اعمال می‌شود. به آسانی می‌توان نشان داد که میدان به داخل نمونه نفوذ نخواهد کرد (شکل ۱-۴) از معادلات ماکسول میدانیم که با تغییرات  $B$  باید یک میدان الکتریکی  $E$  در نمونه ناشی از معادله زیر القاء شود:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{C} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (۴-۱)$$

که در آن  $C$  سرعت نور در خلاء می‌باشد.

برای یک رسانای ایده آل در دماهای پایین تر از دمای بحرانی  $(T_c)$   $\rho = 0$  می‌باشد. از رابطه  $E = \rho J$  (که  $\rho$  مقاومت ویژه و  $J$  چگالی جریان القایی است) پس  $E = 0$  می‌باشد. پس می‌توان از رابطه (۱-۲) بدست آورد

$B = cte$  و در شکل (۱-۴a) چون قبل از اعمال میدان  $B=0$  است پس از اعمال میدان نیز  $B=0$  باقی می ماند. اما در  $T > T_c$  مقاومت ویژه نمونه مقداری معین می شود و بنابراین میدان به داخل آن نفوذ می کند. بعد از سرد کردن نمونه تا زیر دمای بحرانی، میدان در داخل آن باقی می ماند شکل (۱-۴b).

آزمایشات انجام گرفته توسط مایسنر (meissner) و اوشن فیلد در سال ۱۹۳۳ نشان داد که ابررساناها چیزی بیشتر از موادی که فقط یک هادی کامل هستند دارا می باشند. یک ابررسانا هرگز اجازه وجود شار مغناطیسی را در داخل خود نمی دهد. این بدان معنی است که در داخل یک فلز ابررسانا، حتی در حضور میدان خارجی و مستقل از هر رویه ای که برای سرد کردن نمونه تا زیر دمای بحرانی انتخاب شود همواره خواهیم داشت:

$$\vec{B} = 0 \quad (۵-۱)$$

در حالیکه در داخل یک رسانای ایده آل ممکن است شار مغناطیسی باشد و یا نباشد که بستگی به شرایط دارد. این اثر که در  $T < T_c$  میدان درون نمونه ابررسانا در حضور میدان مغناطیسی خارجی، مستقل از روش انتخابی برای سرد کردن ابررسانا به زیر  $T_c$ ، همواره صفر است اثر مایسنر گفته می شود [3,4].

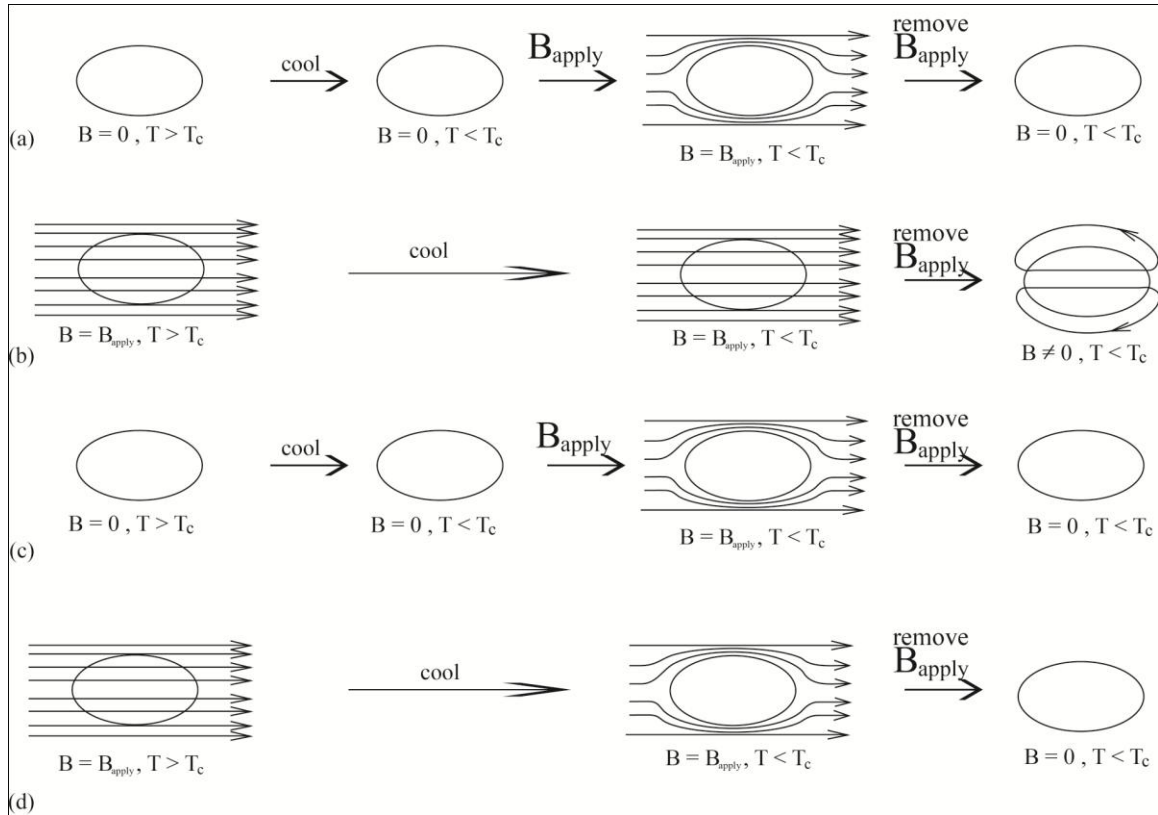
بدین ترتیب، حالت ابررسانشی از معادلات زیر پیروی می کند:

$$\rho = 0 \quad (۶-۱)$$

$$\vec{B} = 0 \quad (۷-۱)$$

اثر مایسنر گاهی اوقات با نوعی از دیامغناطیس کامل که انتظار می رود در یک رسانای کامل اتفاق بیفتد اشتباه می شود. مطابق قانون لنز، هنگامی که یک میدان مغناطیسی متغیر بر یک رسانا اعمال شود، یک جریان الکتریکی در آن القا خواهد شد. که این جریان یک میدان مخالفت کننده با میدان اعمالی ایجاد خواهد کرد. در یک رسانای کامل، یک جریان بزرگ اختیاری می تواند القاء شود و میدان مغناطیسی ایجاد شده از جریان القایی بطور کامل میدان اعمالی را حذف کند.

نتیجه حاصل از اثر مایسنر بیرون راندن کلیه میدان های مغناطیسی از درون ابررسانا می باشد [۵].



شکل (۱-۵): دفع شار مغناطیسی در رسانای کامل (a,b) و ابررسانا (c,d)

## ۱-۸- نظریه های ابررسانایی

چارچوب های اولیه نظریه ابررسانایی با تلاش برای توجیه خواص الکترومغناطیسی ابررساناها ( از جمله رسانای کامل و دیامغناطیس کامل بودن) شکل گرفت.

در سال ۱۹۱۳ بکر، هلر و ساتر با بررسی مدلی از یک رسانای کامل نشان دادند [21]. جریانی که در اثر اعمال میدان مغناطیسی در نمونه رسانای کامل القا می شود در یک لایه سطحی با ضخامت  $\lambda$  شارش می یابد و این به معنی آن است که میدان مغناطیسی تا عمق  $\lambda$  (عمق نفوذ لندن) در ابررسانا نفوذ می کند.  $\lambda$  به چگالی الکترونهاى ابررسانش  $n_s$  بستگی داشته و از مرتبه  $10^{-6}$  -  $10^{-4}$  cm بدست آمده.

ابررساناهای نازک با ابعاد کمتر از عمق نفوذ، اثر مایسنر کامل را بروز نمی دهند. در این ابررساناها چون حجم احاطه شده در فاصله  $\lambda$  در سطح نمونه قابل مقایسه با حجم کل نمونه است،  $H_c$  نمی تواند از شکل و اندازه

نمونه مستقل باشد. به عبارت دیگر مقدار  $H_c$  بدلیل نفوذ غیر قابل اغماض شار مغناطیسی در نمونه تغییر می کند. اندازه گیری های مقاومت سیم های نازک [22] و فیلم های نازک [23] نشان می دهد که میدان بحرانی به اندازه نسبی نمونه مورد آزمایش در مقایسه با عمق نفوذ  $\lambda$  بستگی دارد. اندازه گیری پذیرفتاری مغناطیسی ذرات کوچک، هم در مورد نفوذ شار و هم در مورد افزایش  $H_c$ ، اطلاعات با ارزشی را بدست می دهد. چنین آزمایش هایی توسط شوئنبرگ<sup>1</sup> بر روی جیوه در سال ۱۹۴۰ انجام شد [24]. نتایج این تحقیقات در توافق کیفی خوبی با نظریه لندن است. این آزمایشها نشان داد که عمق نفوذ به دما وابسته است و در دمای گذار،  $T_c$  واگرا می شود.

نظریه پدیده شناختی برادران لندن که در سال ۱۹۳۴ ارائه شد، بر اساس شارش بدون اصطکاک یک شاره باردار کلاسیک پایه گذاری شده است. گرچه حل معادلات لندن در واقع اثر ایسنر و عمق نفوذ را در ابررسانایی بدست می داد، ولی این نظریه از اصول اولیه بدست نیامده بود و مفاهیم جدید ارائه نمی داد. بهرحال از لندن باید به عنوان اولین نظریه پرداز ابررسانایی نام برد. عاقبت، نظریه لندن بسط داده شد و مفهوم مدل دوشاره ای به این صورت مطرح شد که ابررسانایی از دو شاره که در داخل همدیگر نفوذ کرده اند تشکیل شده است. این دو شاره، یکی از شاره الکترون های بهنجار دارای مقاومت و دیگری شاره ابر الکترونهاست که از روابط لندن پیروی می کند.

در سال های بعد لندن مفهوم عمیق تری از پدیده ابررسانایی را مطرح کرد و آن این بود که در واقع الکترونهای ابررسانایی در یک حالت ماکروسکوپی قرار دارند. به عبارت دیگر، وی برای اولین بار مطرح کرد که پدیده ابررسانایی یک پدیده کوانتومی ماکروسکوپی است. گینزبورگ و لاندائو برای اولین بار در ۱۹۵۰ این پنداشت را در داخل نظریه پدیده شناختی خود مطرح نمودند. این نظریه بر خلاف نظریه لندن که یک نظریه کاملاً کلاسیکی است، با کمک مکانیک کوانتومی اثر میدان مغناطیسی را توصیف می کند.

ابریکوسوف در حین مطالعه نظریه گینزبورگ- لاندائو تشخیص داد که برای گستره خاصی از پارامترهای ماده، معادلات گینزبورگ- لاندائو دارای حل عجیب و غریبی است. در این حالت القای مغناطیسی در داخل ماده ابررسانا صفر نیست، بلکه در حضور یک میدان مغناطیسی نسبتاً بالا، گرد شارها (خطوط شار) در داخل ابررسانا وجود دارد. هر گرد شار را می توان به صورت یک ناحیه مرکزی از ماده در حالت نرمال در نظر گرفت که با ماده ابررسانا احاطه شده است. جریان هایی که در ابررسانا به دور محور گرد شار می چرخند میدان مغناطیسی در امتداد محور ایجاد می کنند، بطوری که شار کل در امتداد این خط برابر با یک کوانتوم شار است که در بخش (۱-۹) این کوانتس شار کاملاً توضیح داده خواهد شد. این نوع گرد شارها یک شبکه منظم را تشکیل می دهند [26].

لازم به ذکر است که قبلاً در سال ۱۹۳۵ مدل کاملاً متفاوت برای توجیه ابرسانای نوع II پیشنهاد شده بود:

<sup>1</sup> Schonberg

مندلسون و مور فرض کردند که در حالت امیخته، آلیاژ شامل یک شبکه از مواد با  $H_C$  بالا است که در لا به لای یک ماتریس از مواد با  $H_C$  پایین قرار گرفته است.

در سال ۱۹۸۴ گورتز با بررسی دقیقتر متذکر شد که مدل شبکه ای مندلسون برای آلیاژهای سخت و سردکاری شده (یعنی آلیاژی که در آن مقدار زیادی نواقص بلوری به وسیله عملیات مکانیکی ایجاد شده است، این نواقص از حرکت شار جلوگیری می کند و سبب به وجود آمدن پسماند مغناطیسی می گردد) مناسب است، در حالی که مدل ابریکوسوف شامل شبکه خطوط شار، برای آلیاژهای همگنتر و نرمتر مناسب است. در سال ۱۹۶۰ شبکه خطوط شار توسط اسمن و تروبل مشاهده شد. بعداً با استفاده از STM این شبکه با تفکیک بهتر مشاهده شد.

در سال ۱۹۶۲، بین (C.P.Bean) مدل ماکروسکوپی ارائه کرد که در توجیه رفتار مغناطیسی ابررساناهای سخت و تخمین چگالی جریان بحرانی با استفاده از اندازه گیریهای مغناطش نمونه بر حسب میدان خارجی، بسیار مفید بود [35].

در سال های ۳۳-۱۹۳۲، کرونیک پیشنهاد کرد که رانش کولنی منجر به تشکیل یک شبکه الکترونی سه بعدی با فرکانس نوسانی بالا می شود. که در دماهای پایین برانگیخته نمی شود و خاصیت ابررسانایی را به نمایش می گذارند. سازوکار دیگری که چندین بار پیشنهاد شد، تشکیل جریانهای خود بخودی مشابه با تشکیل نواحی فرومغناطیسی است. در سال ۱۹۳۳ لاندائو مقاله ای در توضیح ابررسانایی بر مبنای فرضیه جریاهای خودبخودی منتشر کرد.

فرولیش در سال ۱۹۵۰ نشان داد که بر همکنش شبکه - الکترون که پراکندگی الکترونی رانش توسط نوسانات شبکه را توصیف می کند، به برهم کنش مستقیم بین الکترونها از نوع ربایشی منجر می شود. وی این نوع برهمکنش را مسئول پدیده ابررسانایی دانست.

شفرات و همکارانش در سال ۱۹۵۴ پیشنهاد کردند که شبه مولکولهایی از جفت های الکترونی با اسپین مخالف تشکیل می شوند. آنها نشان دادند که اگر اندازه شبه مولکولها کمتر از میانگین فاصله بین آنها باشد و اگر شرایط دیگر برقرار باشد، سیستم خواصی مشابه با خواص گاز بوز-اینیشین باردار دارد. یعنی گاز ایده آلی از بوزونهای باردار که در زیر نقطه چگالش خود رفتار ابررسانایی را نشان می دهند، تشکیل می دهد.

## ۱-۹- جفت های کوپر

برای پی بردن به مکانیزم ابررسانایی در ماده و رفتار الکترون ها در این پدیده، کوپر رفتار دو الکترون را که در صفر درجه کلون به یک فلز اضافه می شوند را مورد بررسی قرار داد. می دانیم که یک الکترون در یک فلز می



تواند انرژی  $\varepsilon$  و اندازه حرکت  $p$  داشته باشد. و احتمال این که این الکترون تراز انرژی  $\varepsilon$  را اشغال کند با تابع

$$\text{توزیع فرمی دیراک } f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_f}{kT}} + 1} \text{ داده می شود.}$$

در دمای صفر مطلق همه الکترون ها در کره ای به شعاع  $p_f$  که اندازه حرکت تراز فرمی است قرار می گیرند (و به دریای فرمی معروف است). بطوریکه:

$$p_f = \sqrt{2m\varepsilon_f} \quad (8-1)$$

اگر دو الکترون در  $T=0$  K به یک فلز اضافه شوند و الکترون ها با هم اندر کنش نداشته باشند تابع موج دو الکترون به صورت زیر داده می شود:

$$\Phi(r_1, r_2, p_1, p_2) = \psi(p_1)\psi(p_2) \quad (9-1)$$

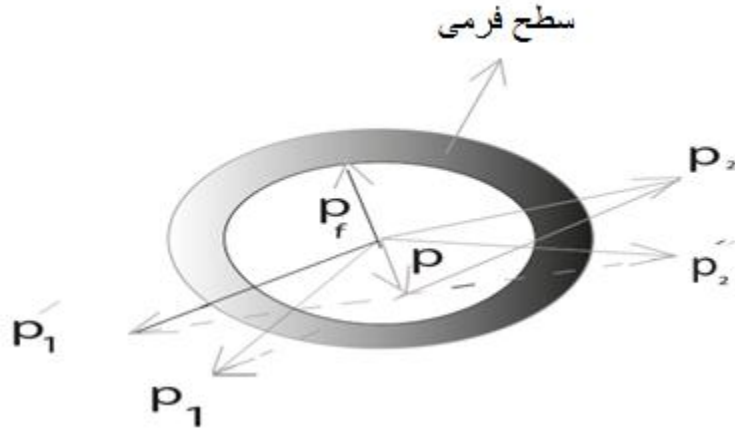
که در آن  $\psi(p_1)$  تابع موج الکترون اول و  $\psi(p_2)$  تابع موج الکترون دوم می باشد. و تابع موج  $\Phi$  احتمال اینکه همزمان الکترون اول در موقعیت  $r_1$  با اندازه حرکت  $p_1$  و الکترون دوم در موقعیت  $r_2$  با اندازه حرکت  $p_2$  باشد را نشان می دهد. ولی ممکن است الکترون ها با هم اندرکنش به واسطه فونون داشته باشند. یعنی یکی از الکترون ها به اتمی در شبکه برخورد کرده و متفرق شده و یک فونون به وجود آید و الکترون دومی این فونون را دریافت کند. در این صورت در هر بار اندر کنش الکترون ها متفرق شده و اندازه حرکت  $p_i$  و  $p_j$  پیدا می کنند و تابع موج آنها مخلوطی از توابع موجی که محدوده وسیعی از مقادیر اندازه حرکت را شامل می شوند، می باشد. بنابراین این خواهیم داشت:

$$\psi(r_1, r_2) = \sum_{i,j} a_{ij} \Phi(p_i, p_j) = \sum_{i,j} a_{ij} \psi(p_i) \psi(p_j) \quad (10-1)$$

که  $|a_{ij}|^2$  احتمال این که الکترون یک با اندازه حرکت  $p_i$  و الکترون دو با اندازه حرکت  $p_j$  باشد را مشخص می کند. چون در هر پراکندگی بقای اندازه حرکت کل برقرار است پس:

$$\vec{p}_i + \vec{p}_j = \vec{p} = cte \quad (11-1)$$

یک تحلیل مکانیک کوانتومی نشان می دهد که در اندرکنش الکترون-الکترون بواسطه فونون اگر  $\varepsilon_1 - \varepsilon_1' = h\gamma_q$  باشد الکترون ها نسبت به هم جاذبه پیدا می کنند که  $\varepsilon_1$  و  $\varepsilon_1'$  بترتیب انرژی الکترون قبل و بعد از اندر کنش و  $\gamma_q$  فرکانس فونون تولید شده است.



شکل (۱-۶): دو الکترون در  $T=0K$  بقای اندازه حرکت دارند

در شکل بالا اصل بقای اندازه حرکت برای دو الکترون در  $T=0K$  نشان داده شده است.

در  $T=0K$ ،  $P_1, P_1', P_2, P_2'$  و حالت های دیگری از اندازه حرکت آنها بعد از تفرق همواره باید خارج از کره فرمی باشد تا اصل طرد پاولی نقض نشود.

می دانیم اگر انرژی الکترون اول  $\epsilon_1$  و اندازه حرکت آن  $P_1$  باشد داریم:

$$\epsilon_1 = \frac{P_1^2}{2m} \quad (12-1)$$

$$\epsilon_1 - \epsilon_1' = h\gamma_q \quad (13-1)$$

پس

$$\frac{P_1^2}{2m} - \frac{P_1'^2}{2m} = h\gamma_q \rightarrow \frac{1}{2m} (P_1 + P_1')(P_1 - P_1') = h\gamma_q \quad (14-1)$$

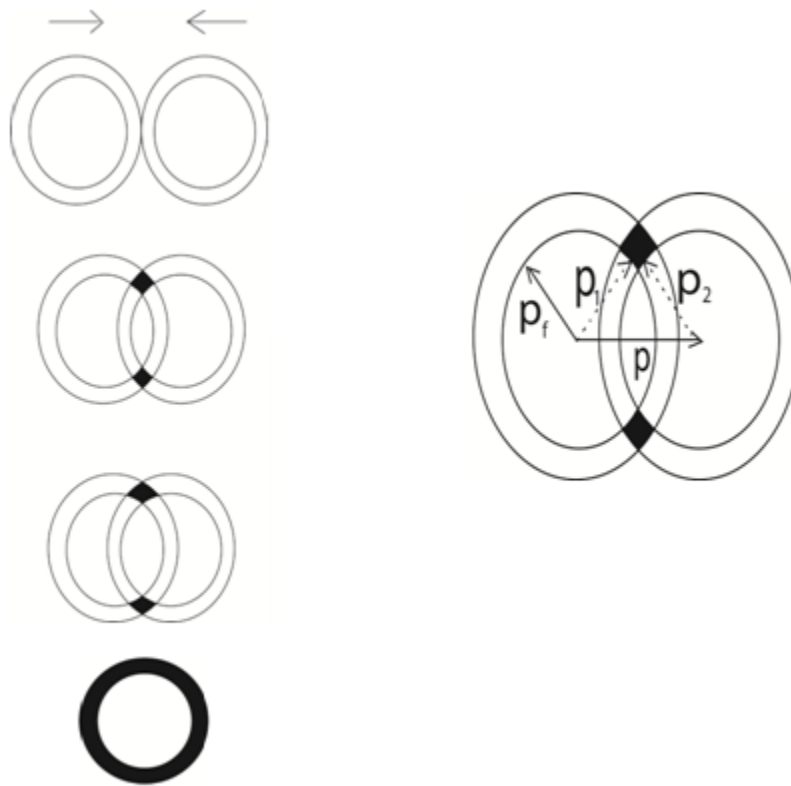
$$P_1 + P_1' > 2P_f \rightarrow P_1 + P_1' \approx 2P_f \quad (15-1)$$

$$(14-1) \text{ و } (15-1) \Rightarrow \Delta p = p_1 - p_1' = \frac{mh\gamma_q}{p_f} \quad (16-1)$$

بنابراین  $p_1$  و  $p_1'$  در محدوده  $\Delta p$  قرار می گیرند. و چون تمام جفت مقادیر  $p_j > p_i$  که تابع موج دو الکترونی  $\Psi(r_1, r_2)$  را تشکیل می دهند باید شرط  $p_i + p_j = p$  را ارضا کنند. مقادیر مجاز  $p$  را می توان از ساختار شکل زیر توسط کوپر ارائه شده است پیدا کرد.

در ناحیه سایه دار دیاگرام کوپر، می توان به تعداد زیادی  $p_1$  و  $p_2$  برای یافتن اندر کنش های منجر به پراکندگی الکترون ها رسم کرد. بطوریکه  $p_1 + p_2 = p$  باشد. اگر بخواهیم این تعداد حداکثر شود باید دو پوسته با ضخامت  $\Delta p$  بر روی هم منطبق شوند، در این حالت:

$$\vec{p}_i + \vec{p}_j = 0 \Rightarrow \vec{p}_i = -\vec{p}_j \quad (17-1)$$



شکل (۷-۱) همپوشانی توابع موج

بنابر این بیشترین تعداد مراحل پراکندگی مجاز موقعی رخ می دهد که انرژی به اندازه بیشینه مقدار خود پایین آورده شود و این حالت موقعی رخ می دهد که جفت الکترون ها اندازه حرکت های مساوی و در خلاف جهت حرکت هم داشته باشند و با استفاده از مکانیک کوانتومی می دانیم برای اینکه در هر اندر کنش مقدار کاهش انرژی پتانسیل حداکثر شود باید الکترون ها اسپین مساوی و خلاف و الجهد داشته باشند. در این صورت تابع موج جفت الکترون ها به فرم:

$$\Psi(r_1, r_2) = \sum_i a_i \phi(p_{i\uparrow} - p_{i\downarrow}) \quad (18-1)$$

$$\phi(p_{i\uparrow} - p_{i\downarrow}) = \Psi(p_{i\uparrow})\Psi(-p_{i\downarrow}) \quad (19-1)$$

خواهد بود که در اینجا  $a_i$  همان  $a_{ii}$  است و  $|a_i|^2$  احتمال اینکه الکترون ها پس از تفرق در اندازه حرکت های  $p_{i\uparrow}$  و  $-p_{i\downarrow}$  قرار گیرند را نشان می دهد.

به این دو الکترون با اندازه حرکت های  $p_{i\uparrow}$  و  $-p_{i\downarrow}$  زوج های کوپر می گویند.

با این اوصاف ما هم اکنون یک شبه ذره به نام "جفت های کوپر" داریم که از دو الکترون تشکیل شده است. این جفت ها نقش هدایت ابر جریان را بر عهده می گیرند و خواص جدید و جالبی دارند [۳,۹].

در این جفت ها، الکترون ها اسپین مخالف دارند بنابراین اسپین کل جفت برابر صفر می شود. این باعث می شود که جفت کوپر به عنوان یک بوزون در نظر گرفته شود. و از نظر آماری از استاتیک بوز\_انیشتین تبعیت کند. چنین ذراتی خواص جدید و جالبی دارند. مثلاً "اگر دمای سیستم به زیر دمای معین  $T_C$  سقوط کند، همه آنها در پایین ترین تراز انرژی (حالت پایه) جمع می شوند. افزون بر آن، هر چه تعداد ذراتی که در آنجا گرد آمده اند بیشتر باشد، بیرون رفتن یکی از آن ها از این حالت دشوارتر است. این فرایند چگالش بوز خوانده می شود [۱۰]. همه ذرات چگالیده تابع موج یکسانی دارند که بستگی به یک تک مختصه فضایی دارد. به راحتی می توان نشان داد که شارش چگالیده ای باید ابر شارگی باشد. یعنی شارش بدون اتلاف. در واقع برای یکی از ذرات به هیچ وجه کار آسانی نیست که مثلاً "به وسیله اتم نا خالصی یا هر نوع نقص دیگر شبکه بلوری به اطراف پراکنده شود. برای پراکنده شدن، ذره باید نخست بر مقاومت چگالیده باقی مانده غالب آید.