دانشگاه زنجان

دانشکده علوم - گروه فیزیک

پایان‌نامه کارشناسی ارشد

گرایش فیزیک ماده چگال

اثر مجاورت در ابررساناهای با جفت‌شدگی سه‌گانه

مهتاب آرایی

استاد راهنما

دکتر محمدعلی ملکی

بهمن ۱۳۹۰

بسم الله الرحمن الرحيم

تقدیم به پدر و مادر عزیزم

قدردانی

خداوند بلندمرتبه را سپاس فراوان می‌گذارم که بر بندگانش منت نهاد تا عطش کویر دل را به زلال چشمه‌سار علم فرو نشانند. آن گوهر یکتایی که کرامت و رحمتش را در تمامی دوران زندگی با خود داشته‌ام و همیشه یاری‌گشای سختی‌هایم بوده است. او که توفیق اجرای این تحقیق را به بنده حقیرش عطا نمود. امیدوارم بتوانم آن‌چه را آموخته‌ام در راه پیشرفت میهن خود به‌کار گیرم.

صمیمانه‌ترین تشکر و قدردانی را به استاد راهنمای گرانقدر و فرزانه‌ام جناب آقای دکتر محمدعلی ملکی تقدیم می‌دارم که همواره از راهنمایی‌ها و حمایت‌های بی‌دریغشان بهره برده‌ام. برایشان از درگاه خداوند منان آرزوی موفقیت، سلامت و سربلندی دارم.

هم‌چنین از جناب آقای دکتر قدیر محمدخانی و جناب آقای دکتر فرهاد خوبینی که زحمت داوری این پایان‌نامه را بر عهده داشتند کمال تشکر و قدردانی را دارم و توفیق روزافزون ایشان را در تمامی مراحل زندگی از خداوند متعال خواهانم.

از دوستان بسیار خوبم که همواره مرا مورد لطف خود قرار داده‌اند، سپاسگزارم و آرزوی موفقیت روزافزون برایشان دارم.

از پدر و مادر بزرگوارم که توانشان رفت تا من به توانایی برسم و مویشان سپید گشت تا رویم سپید بماند.

آنان که فروغ نگاهشان، گرمی کلامشان و روشنی رویشان سرمایه‌های جاودانه زندگی من هستند.

آنان که راستی قامتم در شکستگی قامتشان تجلی یافت.

در برابر وجود گرانبهایشان زانوی ادب بر زمین می‌نهم و با دلی مملو از محبت و خضوع بر دستانشان بوسه می‌زنم.

سرو وجودشان همه سرسبز و استوار.

و خواهران و برادران مهربانم که بسیار دوستشان دارم.

چکیده

در این رساله، اثر مجاورت یک ابررسانا در تماس با یک فلز فرومغناطیس تمیز را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. برای تمیز بودن سیستم، لازم است که ضخامت لایه فرومغناطیس در محدوده تمیز یا بالستیک، یعنی بین ۱۰ تا ۱۰۰ نانومتر، باشد. حالت‌های تک‌گانه و سه‌گانه را برای این ابررسانا در نظر می‌گیریم. حالت‌های سه‌گانه به دو صورت حالت‌های اسپینی با اسپین‌های جفت‌شده مخالف و یا اسپین‌های جفت‌شده مساوی در نظر گرفته می‌شوند. در چارچوب نظریه شبه‌کلاسیکی، معادلات آیلنبرگر برای سیستم ابررسانا-فرومغناطیس نوشته می‌شوند. با حل این معادلات و در نظر گرفتن شرایط مرزی، مؤلفه‌های ماتریس تابع گرین در ناحیه‌های ابررسانا و فرومغناطیس به‌دست آورده می‌شوند. با استفاده از عناصر ماتریس تابع گرین، نفوذ جفت‌شدگی‌های ابررسانایی به داخل فرومغناطیس بررسی می‌شوند. مشاهده می‌شود که حالت اسپینی با اسپین‌های جفت‌شده مخالف معادل با حالت تک‌گانه رفتار می‌کند. حالت سه‌گانه اسپینی با اسپین‌های جفت‌شده مساوی نیز رفتاری مشابه حالت تک‌گانه در تماس با یک فلز عادی از خود نشان می‌دهد. این رفتار نشان‌دهنده یک نفوذ بلندبرد دمایی نسبت به نفوذ حالت تک‌گانه اسپینی در داخل محیط فرومغناطیس می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: *اثر مجاورت، ابررسانا، فلز فرومغناطیس، حالت‌های تک‌گانه، حالت‌های سه‌گانه، اسپین‌های جفت‌شده مخالف، اسپین‌های جفت‌شده مساوی، نظریه شبه‌کلاسیکی، معادلات آیلنبرگر، نفوذ دمایی.*

فهرست مطالب

لیست تصاویر **ث**

۱ مقدمه **۱**

۲ خواص عمومی ابررساناها و فرومغناطیس‌ها **۹**

۱.۲ مقدمه ۹

۲.۲ مقاومت صفر ۹

۳.۲ ابررسانا ۱۱

۴.۲ خواص مغناطیسی ابررساناها ۱۳

۵.۲ پایداری حالت ابررسانشی و جریان پایا ۱۴

۶.۲ نظریه BCS در مورد ابررسانایی ۱۵

۷.۲ گاف انرژی ۱۵

۸.۲ وابستگی دمایی گاف انرژی ۱۶

۹.۲ طول همدوسی ۱۷

۱۰.۲ اثر مجاورت ۱۷

۱۱.۲ بازتاب اندریف ۱۸

۱۲.۲ ابررساناهای معمول و نامعمول ۱۹

۱۳.۲ عمق نفوذ میدان مغناطیسی ۲۰

۱۴.۲ فرومغناطیس ۲۲
۱۵.۲ نتیجه‌گیری ۲۳

۳ تقریب شبه کلاسیک **۲۴**
۱.۳ مقدمه ۲۴
۲.۳ تقریب شبه کلاسیکی ۲۴
۳.۳ تابع‌های گرین شبه کلاسیک برای اتصال S/F ۲۶
۴.۳ نتیجه‌گیری ۲۸

۴ اثر مجاورت ابررسانایی یک ابررسانای تک‌گانه با یک فرومغناطیس **۲۹**
۱.۴ مقدمه ۲۹
۲.۴ معرفی سیستم و مدل ۲۹
۳.۴ جواب‌های معادله‌ی آیلنبرگر ۳۳
۱.۳.۴ جواب‌های معادلات آیلنبرگر در ناحیه ابرسانا ۳۳
۲.۳.۴ جواب‌های معادلات آیلنبرگر در ناحیه فرومغناطیس ۴۱
۴.۴ اعمال شرایط مرزی در فصل مشترک‌ها ۴۳
۵.۴ محاسبه ماتریس تابع گرین در ناحیه فرومغناطیس ۴۹
۶.۴ نتیجه‌گیری ۴۹

۵ اثر مجاورت ابررسانایی یک ابررسانای سه‌گانه OSP با یک فرومغناطیس **۵۰**
۱.۵ مقدمه ۵۰
۲.۵ معرفی سیستم و مدل ۵۰
۳.۵ جواب‌های معادله‌ی آیلنبرگر ۵۲
۱.۳.۵ جواب‌های معادلات آیلنبرگر در ناحیه ابرسانا ۵۲
۲.۳.۵ جواب‌های معادلات آیلنبرگر در ناحیه فرومغناطیس ۶۱

۴.۵ اعمال شرایط مرزی در فصل مشترک‌ها ۶۲
۵.۵ محاسبه ماتریس تابع گرین در ناحیه فرومغناطیس ۶۸
۶.۵ نتیجه‌گیری ۶۹

۶ اثر مجاورت ابررسانایی یک ابررسانای سه‌گانه ESP با یک فرومغناطیس ۷۰

۱.۶ مقدمه ۷۰
۲.۶ معرفی سیستم و مدل ۷۰
۳.۶ جواب‌های معادله‌ی آیلنبرگر ۷۳
۱.۳.۶ جواب‌های معادلات آیلنبرگر در ناحیه ابرسانا ۷۳
۲.۳.۶ جواب‌های معادلات آیلنبرگر در ناحیه فرومغناطیس ۸۱
۴.۶ اعمال شرایط مرزی در فصل مشترک‌ها ۸۳
۵.۶ محاسبه ماتریس تابع گرین در ناحیه فرومغناطیس ۸۸
۶.۶ نتیجه‌گیری ۸۹

۷ نفوذ پارامتر نظم ابررسانایی به داخل محیط فرومغناطیس ۹۰

۱.۷ مقدمه ۹۰
۲.۷ تابع دامنه جفت ابررسانایی ۹۰
۳.۷ نفوذ تابع دامنه جفت ابررسانای تک‌گانه به داخل فرومغناطیس ۹۱
۴.۷ نفوذ تابع دامنه جفت ابررسانای سه‌گانه OSP به داخل فرومغناطیس ۹۱
۵.۷ نفوذ تابع دامنه جفت ابررسانای سه‌گانه ESP به داخل فرومغناطیس ۹۲
۶.۷ نتیجه محاسبات ۹۲
۷.۷ نتیجه‌گیری ۹۷

۸ نتیجه‌گیری ۹۸

لیست تصاویر

۱.۲ وابستگی دمایی مقاومت ویژه جیوه [۲۸]. ۱۲

۲.۲ وابستگی دمایی میدان بحرانی H_{cm}. ۱۲

۳.۲ آ) گشتاور مغناطیسی در واحد حجم، $|M|$ بر حسب H_0 ب) نمودار اندکسیون مغناطیسی بر حسب H_0. . . . . ۱۴

۴.۲ وابستگی تجربی گاف انرژی به دما در ایندیم (دایره توخالی)، قلع (مثلث)، سرب (دایره پر) منحنی خط پر $\Delta(T)$ داده شده در نظریه BCS است [۳۳]. ۱۶

۵.۲ بازتاب اندریف در فصل مشترک اتصال NS. ۱۹

۶.۲ کاهش میدان مغناطیسی در لایه پوششی یک صفحه مسطح. ۲۱

۷.۲ بستگی دمایی عمق نفوذ. ۲۱

۸.۲ حوزه‌های فرومغناطیسی با اعمال میدان خارجی در جهت میدان چرخیده‌اند. ۲۳

۱.۴ تصویر شماتیک از یک ساختار لایه‌ای فرومغناطیس در تماس با یک ابررسانا. ۳۰

۱.۷ نمودار تابع دامنه جفت ابررسانایی $F(x,T)$ در داخل فلز عادی با $h=0$، فلز فرومغناطیس با $h=30\Delta_0, 60\Delta_0, 90\Delta_0$، در دمای $T=0/1T_c$ که به ازای $D=0/2\xi_0$ بر حسب x/ξ_0، برای ابررسانای تک‌گانه رسم شده است. ۹۴

۲.۷ نمودار تابع دامنه جفت ابررسانایی $F(x,T)$ در داخل فلز عادی با $h=0$، فلز فرومغناطیس با $h=10\Delta_0, 20\Delta_0, 30\Delta_0$، در دمای $T=0/1T_c$ که به ازای $D=0/8\xi_0$ بر حسب x/ξ_0، برای ابررسانای تک‌گانه رسم شده است. ۹۴

۳.۷ نمودار تابع دامنه جفت ابررسانایی $F(x,T)$ در داخل فلز عادی با $h=$ ۰، فلز فرومغناطیس با $h=$ ۱۰Δ_0, ۲۰Δ_0, ۳۰Δ_0، در دمای $T=$ ۰/۱T_c که به ازای $D=$ ۱ξ_0 بر حسب x/ξ_0، برای ابررسانای تک‌گانه رسم شده است. ۹۵

۴.۷ نمودار تابع دامنه جفت ابررسانایی $F(x,T)$ در داخل فلز عادی با $h=$ ۰، فلز فرومغناطیس با $h=$ ۱۰Δ_0, ۲۰Δ_0, ۳۰Δ_0، در دمای $T=$ ۰/۱T_c که به ازای $D=$ ۲ξ_0 بر حسب x/ξ_0، برای ابررسانای تک‌گانه رسم شده است. ۹۵

۵.۷ نمودار تابع دامنه جفت ابررسانایی $F(x,T)$ در داخل فلز عادی با $h=$ ۰، فلز فرومغناطیس با $h=$ ۱۰Δ_0, ۲۰Δ_0, ۳۰Δ_0، در دمای $T=$ ۰/۱T_c که به ازای $D=$ ۵ξ_0 بر حسب x/ξ_0، برای ابررسانای تک‌گانه رسم شده است. ۹۶

۶.۷ نمودار تابع دامنه جفت ابررسانایی $F(x,T)$ در داخل فلز عادی که به ازای مقادیر مختلف دمایی $T=$ ۰/۱T_c, ۰/۲T_c, ۰/۴T_c و $h=$ ۰ و $D=$ ۰/۸ξ_0 بر حسب x/ξ_0، برای ابررسانای تک‌گانه رسم شده است. ۹۶

فصل ۱

مقدمه

پدیده ابررسانایی برای اولین بار در سال ۱۹۱۱ توسط کمرلینگ اونز[۱] در دانشگاه لیدن هلند کشف شد [۱]. یکی از اولین بررسی‌هایی که اونز در درجه حرارت پایین قابل دسترس انجام داد مطالعه تغییرات مقاومت الکتریکی فلزات بر حسب درجه حرارت بود. چندین سال قبل از آن معلوم شده بود که مقاومت فلزات وقتی دمای آن‌ها به پایین‌تر از دمای اتاق برسد، کاهش پیدا می‌کند. اما معلوم نبود که اگر درجه حرارت تا حدود کلوین تنزل یابد مقاومت تا چه حد کاهش پیدا می‌کند. اونز متوجه شد که مقاومت نمونه موقع سرد شدن کاهش پیدا می‌کند. در آن زمان خالص‌ترین فلز قابل دسترس جیوه[۲] بود. اونز تصمیم گرفت که با تحقیق بر روی جیوه، تنها فلزی که در آن زمان‌ها امیدوار بود با تقطیر چندباره به درجه بالایی از خلوص[۳] برساند، این فرضیه را بیازماید. او متوجه شد که در درجه خیلی پایین مقاومت جیوه تا حد غیر قابل اندازه‌گیری کاهش می‌یابد که البته این موضوع شگفت‌آور بود، ولی نحوه صفر شدن مقاومت غیر منتظره می‌نمود، به‌عبارتی جیوه به حالت جدیدی رسیده بود که با توجه به خواص الکتریکی فوق‌العاده آن، می‌توان آن را حالت ابررسانایی نامید. به‌زودی مشخص شد که برای ناپدید شدن مقاومت، خلوص نمونه اهمیتی ندارد. بعداً کشف شد که ابررسانایی را می‌توان از بین برد یعنی می‌توان مقاومت الکتریکی را به سیستم بازگرداند و معلوم شد که اگر یک میدان

[۱] Kamerlingh Onnes
[۲] Mercury
[۳] Purity

مغناطیسی[۴] نسبتاً قوی به فلز اعمال شود این فلز از حالت ابررسانایی خارج می‌شود. سال‌های بسیاری تصور می‌شد که تمام ابررساناها بر طبق یک اصول فیزیکی مشابه رفتار می‌کنند، اما اکنون ثابت شده است که دو نوع ابررسانا وجود دارد که به نوع I و نوع II طبقه‌بندی می‌شوند. اغلب عناصر خالص از نوع I هستند، در صورتی‌که آلیاژها عموماً از ابررساناهای نوع II می‌باشند. تفاوت این دو نوع ابررسانا در رفتار آن‌ها نسبت به میدان مغناطیسی است. در سال **۱۹۳۳** مایسنر و اکسنفلد[۵] توانستند طی آزمایش‌های خود، نشان دهند که حالت ابررسانشی علاوه بر خاصیت $R = ۰$، هم‌چنین از خاصیت تقریباً مستقل از شرایط تجربی، دفع میدان مغناطیسی[۶] از داخل خود نیز برخوردار است. بدین ترتیب اگر ابررسانای نوع I تحت تأثیر میدان مغناطیسی قرار گیرد در صورتی‌که حالت ابررسانایی خود را از دست ندهد، میدان مغناطیسی در دماهای کمتر از دمای بحرانی به‌درون ابررسانا نفوذ نمی‌کند که به این پدیده اثر مایسنر-اکسنفلد[۷] می‌گویند [۲]. آن‌ها پی بردند که در $T < T_c$ میدان درون نمونه ابررسانا در حضور میدان مغناطیسی خارجی همواره صفر است، به T_c دمای بحرانی گفته می‌شود که برای ابررساناهای مختلف متفاوت می‌باشد و به میدان مغناطیسی که عناصر را از حالت بحرانی خارج می‌کند میدان بحرانی[۸] می‌گویند و با نماد $H_c(T)$ نشان می‌دهند. به‌طریق تجربی مشاهده شد که میدان بحرانی به‌صورت تابعی از مربع دما کاهش پیدا می‌کند، به‌طوری‌که در $T = ۰$ میدان بحرانی حداکثر مقدار ممکن را دارد [۳].

نخستین نظریه موفق در توصیف الکترودینامیک ابررساناها نظریه لندن[۹] بود [۴]. بنابر نظریه لندن، الکترون‌ها را در ابررسانا می‌توان به‌صورت مخلوطی از دو گروه در نظر گرفت: الکترون‌های ابررسانشی و الکترون‌های عادی. چگالی عددی الکترون‌های ابررسانشی، n_s، با افزایش دما کاهش

[۴] Magnetic field
[۵] W. Meissner and R. Ochsenfeld
[۶] Expulsion of the magnetic field
[۷] Meissner-Ochsenfeld effect
[۸] Critical field
[۹] London theory

می‌یابد و عاقبت در $T = T_c$ به صفر می‌رسد. در $T = ۰$ نیز n_s با چگالی کل الکترون‌های رسانشی برابر می‌شود. نظریه گینزبورگ-لانداؤ[۱۰][۵] یا به اختصار GL، مکانیک کوانتومی را در توصیف ابررساناها به‌کار گرفت، به این ترتیب که به همه الکترون‌های ابررسانشی تابع موجی اختصاص داد که تنها به یک تک مختصه فضایی وابستگی دارد. تابع موج N الکترون در یک فلز تابعی است از n مختصه، $\psi(r_۱, r_۲, ..., r_n)$. می‌دانیم که جفت‌های کوپر[۱۱] در ابررسانا تنها یک حالت پایه را اشغال می‌کنند (همگی بوزون[۱۲] هستند). بنابراین روشن است که تابع موج تک پارامتری برای توصیف همه آن‌ها کافی است، با انجام این‌کار برای تمامی جفت‌های کوپر رفتار همدوسی برقرار می‌شود. تابع موج ماکروسکوپی یک ابررسانا می‌تواند به فلز نرمالی که در مجاورت آن قرار گرفته است نفوذ کند. در واقع جفت‌های کوپری که در حالت پایه ابررسانا قرار دارند تا طول‌هایی از مرتبه طول همدوسی ابررسانایی[۱۳]، که معیاری از طول هم‌بستگی‌های الکترون‌ها در جفت کوپر است، به‌درون ناحیه نرمال نفوذ می‌کنند. طول همدوسی ابررساناهای معمولی از مرتبه $\xi_۰ \sim ۱۰۰\ nm$ می‌باشد. بنابراین مجاورت ابررسانا سبب القای هم‌بستگی‌های ابررسانایی و بروز خواص ابررساناگونه در ماده غیرابررسانا می‌شود. این پدیده، یعنی تأثیر ابررسانا برسیستم‌های غیرابررسانای در تماس با آن، اثر مجاورت[۱۴] نام دارد. اولین گواه تجربی بر وجود چنین اثری موسوم به اثر مجاورت، در سال **۱۹۳۲** توسط مایسنر ارائه شد [۶]. سال‌ها بعد کوپر [۷] و دوژن [۸] این اثر را به‌طور نظری مورد بررسی قرار دادند. در همان زمان، اندریف [۹] مشاهده کرد که حامل‌های بار در فصل‌مشترک یک اتصال ابررسانا-نرمال (NS) طی فرآیند خاصی نقل و انتقال می‌یابند. در این فرآیند دو الکترون (یکی با انرژی کمتر از انرژی فرمی و دیگری با انرژی بیشتر نسبت به آن) هم‌زمان وارد ابررسانا شده و با

[۱۰] Ginzburg-Landau theory
[۱۱] Cooper pairs
[۱۲] Boson
[۱۳] Superconducting coherence length
[۱۴] Proximity effect

هم یک جفت کوپر می‌سازند. انتقال این دو الکترون به داخل ابررسانا، معادل با بازتابیدن یک حفره[۱۵] (جای خالی الکترونی با انرژی کمتر از انرژی فرمی) به داخل فلز نرمال است. این بازتاب، بازتاب اندریف[۱۶] نام گرفت. در سیستم‌های متداول ابررسانا-فلزنرمال[۱۷] (NS)، بازتاب از نوع رجعی[۱۸] [۱۰] است، به‌طوری‌که حفره‌ی منعکس شده در همان مسیر الکترون فرودی برمی‌گردد.

فیزیک سیستم‌های ابررسانا-فرومغناطیس (SF) حتی غنی‌تر از اتصال‌های فلزعادی-ابررسانا (NS) است. ابررسانایی و فرومغناطیس نظم‌هایی مخالف[۱۹] هم می‌باشند. بر خلاف سیستم‌های فلزعادی-ابررسانا که در آن‌ها پارامترنظم ابررسانایی در داخل فلز عادی به‌صورت نمایی با فاصله از فصل‌مشترک افت می‌کند، پارامترنظم ابررسانایی در سیستم‌های FS ضمن افت‌کردن رفتاری نوسانی از خود نشان می‌دهد. این رفتار به‌خاطر حضور میدان تبادلی[۲۰] فرومغناطیس، h، است که به‌صورت یک پتانسیل با علامت‌های مخالف برای دو الکترون از یک جفت کوپر عمل می‌کند. عمق تأثیرگذاری ابررسانا بر روی فلز عادی یا فرومغناطیس متصل به آن، از مرتبه طول همدوسی آن فلز می‌باشد. این طول برای یک فلز عادی تمیز به‌صورت $\xi_N = v_F/T$ و برای فلز فرومغناطیس به‌صورت $\xi_F = v_F/h$ می‌باشد. در این روابط v_F اندازه سرعت فرمی الکترون‌ها است که از مرتبه m/s ۱۰^5 می‌باشد. هم‌چنین T دما و h میدان تبادلی فرومغناطیس است. مقدار ξ_F برای فرومغناطیس‌های تمیز از مرتبه nm ۱۰ $-$ ۱ می‌باشد. طول همدوسی یک فلز عادی تابعی از دما می‌باشد. تابع موج جفت‌های کوپر در این فاصله به‌صورت نمایی افت نموده و به سمت صفر میل می‌کند [۱۱-۱۵]. مقدار ξ_N در دماهای

[۱۵] Hole

[۱۶] Andreev reflection

[۱۷] فلز عادی به فلزی اطلاق می‌شود که در فاز ابررسانایی نبوده $T > T_c$ و هیچ‌گونه میدان مغناطیسی داخل آن وجود نداشته باشد.

[۱۸] Retro

[۱۹] ابررسانایی آرایش پادموازی اسپینی را برای الکترون‌ها در جفت‌های کوپر ترجیح می‌دهد، در حالی‌که نظم فرومغناطیسی تمامی اسپین‌ها را به هم‌جهت بودن با یک‌دیگر مجبور می‌کند.

[۲۰] Exchange field

حدود K ۱ طولی ماکروسکوپی از مرتبه $\xi_N \sim$ ۱۰۰۰ nm می‌باشد. این در حالی است که عمق نفوذ برای یک فلز فرومغناطیس از مرتبه بسیار کوتاه‌تر می‌باشد. بنابراین ملاحظه می‌شود که همبستگی‌های ابررسانایی تا طول‌های خیلی کوتاه‌تر، نسبت به فلزات عادی به داخل فلزات فرومغناطیس نفوذ می‌کنند و داریم $\xi_F \ll \xi_N$. اصطلاحاً گفته می‌شود که نفوذ هم‌بستگی‌های ابررسانایی به داخل فلزات عادی در مقایسه با فلزات فرومغناطیس نفوذی بلندبرد می‌باشد. آزمایش‌های زیادی برای اندازه‌گیری نفوذ هم‌بستگی‌های ابررسانایی به داخل مواد فرومغناطیس انجام شده‌اند. نتایج برخی از این آزمایش‌ها که اخیراً انجام شده‌اند، نشان می‌دهند که هم‌بستگی‌های ابررسانایی می‌توانند به‌صورت بلندبرد از مرتبه عمق نفوذ فلزات عادی، به داخل فلزات فرومغناطیس نفوذ نمایند. برگرت و همکارانش، این نفوذ بلندبرد هم‌بستگی‌های ابررسانایی را به ایجادشدن مؤلفه‌های سه‌گانه ابررسانایی در سیستم نسبت داده‌اند که علت به‌وجود آمدن این مؤلفه‌ها را در ساختارهایی که فقط شامل ابررساناهای تک‌گانه می‌باشند، به آرایش میدان تبادلی در سیستم فرومغناطیسی ربط داده‌اند [۱۶-۱۹].

وقتی یک نمونه ابررسانا در میدان مغناطیسی خارجی قرار می‌گیرد جریان‌های پوششی که جهت خنثی کردن شار مغناطیسی درون ابررسانا منتشر می‌شوند باید در درون ابررسانا باشند. در نتیجه چگالی شار در مرز فلز سریعاً به صفر تنزل نمی‌کند اما در داخل ناحیه‌ای که جریان‌های پوششی منتشر می‌شوند میرا می‌شود. به این دلیل عمقی که این جریان‌ها در آن جاری می‌شوند عمق نفوذ[۲۱] نامیده می‌شود. به‌عبارتی این عمقی است که شار مغناطیسی اعمال شده، قادر است نفوذ کند. در نتیجه زمانی ما از یک ابررسانا به‌عنوان دیامغناطیس کامل[۲۲] صحبت می‌کنیم که در حقیقت نفوذ بسیار کمی از شار مغناطیسی در آن وجود دارد. این شار در عمق کمی از سطح ابررسانا به صفر کاهش می‌یابد. عمق نفوذ دارای یک مقدار ثابت نیست و با دما تغییر می‌کند. تغییرات عمق نفوذ با دما به‌صورت تجربی

[۲۱] Penetration depth
[۲۲] Perfect diamagnetic

معلوم شده است که در رابطه:

$$\lambda = \frac{\lambda_{\circ}}{\sqrt{۱ - (\frac{T}{T_c})^{۴}}}, \qquad (۱.۱)$$

صدق می‌کند. عمق نفوذ در یک ابررسانا به درجه خلوص فلز نیز بستگی دارد و مقدار آن با ناخالصی[۲۳] در فلز افزایش می‌یابد، برای مثال در یک نمونه قلع که دارای سه درصد ایندیم است، عمق نفوذ دو برابر فلز قلع به‌صورت خالص است [۳].

ابررساناهای معمولی[۲۴] تک‌گانه[۲۵] هستند و جهت اسپین‌ها خلاف هم می‌باشند. در نتیجه جفت کوپر تشکیل شده دارای اسپین کل صفر می‌باشد. ابررسانایی که حالت سه‌گانه[۲۶] داشته باشد اسپین کل جفت کوپر یک می‌باشد، چون اسپین دو الکترون هم‌جهت می‌باشند. تابع موج اسپینی برای تک‌گانه پادمتقارن[۲۷] و برای سه‌گانه متقارن[۲۸] است.

در برخی از مواد مغناطیسی، دوقطبی‌های مغناطیسی کوچک به‌طور خودبه‌خود با دوقطبی‌های مجاور خود هم‌جهت می‌شوند، این‌گونه مواد را فرومغناطیس[۲۹] می‌نامند [۲۰]. در عمل همه بخش‌های مغناطیسی در یک ماده فرومغناطیسی قرار ندارند بلکه این‌گونه مواد از بخش‌های کوچکی با ابعاد خیلی کمتر از میلیمتر تشکیل شده‌اند، به‌طوری‌که دوقطبی‌های مغناطیسی درون هر بخش به‌طور کامل هم‌جهت‌اند، ولی سمت‌گیری دوقطبی‌های مغناطیسی هر بخش با بخش‌های مجاور آن تفاوت دارد، هر بخش را یک حوزه[۳۰] مغناطیسی می‌نامند. ممکن است سمت‌گیری و اندازه حوزه‌های مغناطیسی در یک ماده فرومغناطیس به‌گونه‌ای باشد که در کل اثر یکدیگر را خنثی کنند و ماده در مجموع آهنربا نباشد، این‌گونه مواد را می‌توان با قرار دادن در یک میدان مغناطیسی آهنربا کرد. اثر میدان مغناطیسی

[۲۳] Impurity
[۲۴] Conventional superconductor
[۲۵] Singlet
[۲۶] Triplet state
[۲۷] Antisymmetric
[۲۸] Symmetric
[۲۹] Ferromagnet
[۳۰] Domain

خارجی بر حوزه‌های مغناطیسی باعث می‌شود که دوقطبی‌های مغناطیسی هر حوزه تحت تأثیر میدان مغناطیسی قرار گیرند و جهت آن‌ها به جهت میدان خارجی متمایل شود. علاوه بر این حوزه‌هایی که نسبت به میدان در وضع مناسبی قرار دارند (با میدان همسو هستند) رشد می‌کنند، یعنی حجمشان زیاد می‌شود و در نتیجه حوزه‌هایی که سمت‌گیری آن‌ها نسبت به میدان مناسب نیست، کوچک می‌شوند، به‌عبارتی مرز بین حوزه‌ها جابه‌جا می‌شود و در نتیجه ماده در مجموع خاصیت آهنربایی پیدا می‌کند.

برای بررسی مسائل شامل اتصالات ابررسانا اصولاً دو روش عمومی وجود دارد: یکی روش توابع گرین[۳۱] و دیگری روش بوگولیبوف-دوژن (BdG)[۳۲]، یا روش توابع موج است که در ادامه ما روش توابع گرین را بررسی خواهیم کرد. اگر مقیاس‌های طولی موجود در سیستم از طول موج فرمی الکترون‌ها λ_F[۳۳]، بزرگتر و نیز از طول پویش آزاد الکترون‌ها کوچکتر باشد می‌توانیم از روش‌های شبه‌کلاسیک برای حل مسئله استفاده کنیم [۲۱-۲۳]. آیلنبرگر در حد شبه‌کلاسیک بر پایه معادلات گورکف[۳۴][۲۴، ۲۵] معادلات آیلنبرگر[۳۵][۲۶، ۲۷] را بنا کرد که ما با استفاده از معادله آیلنبرگر عناصر ماتریس تابع گرین را به‌دست می‌آوریم و سپس میزان نفوذ پارامتر نظم ابررسانایی را برای هر یک از سیستم‌های مورد مطالعه، محاسبه می‌کنیم.

در این پایان‌نامه، هدف ما محاسبه میزان نفوذ تابع دامنه جفت به داخل ناحیه فرومغناطیس در یک اتصال SF با حالت‌های متفاوت جفت‌شدگی ناحیه ابررسانا می‌باشد برای این‌کار نیاز به تحلیل معادله گورکف داریم که این، کار بسیار دشواری می‌باشد. به‌همین دلیل در محاسبات خود برای هر چه ساده‌تر شدن، از تقریب شبه‌کلاسیک بهره می‌گیریم که در بخش‌های آتی به شرایطی که ما را مجاز می‌کند تا بتوانیم از این شرط بهره گیریم اشاره خواهیم کرد. این رساله شامل ۸ فصل است. در فصل دوم خواص عمومی ابررسانا و فرومغناطیس شرح داده شده است. در فصل سوم این پایان‌نامه به توضیح تقریب

[۳۱] Green's function
[۳۲] Bogolibov de Gennes method
[۳۳] Fermi wavelength
[۳۴] Gor'kov equations
[۳۵] Eilenberger equations

شبه‌کلاسیک خواهیم پرداخت. در فصل چهار، پنج و شش اثر مجاورت در یک اتصال SF به‌ترتیب با حالات جفت‌شدگی تک‌گانه و سه‌گانه ناحیه ابررسانا در همزیستی با ناحیه فرومغناطیس بررسی شده است. با شرط تمیز بودن فصل‌مشترک، معادله آیلنبرگر را برای این سیستم حل کرده و عناصر ماتریس تابع گرین را برای ناحیه فرومغناطیس محاسبه می‌کنیم. در فصل هفت نفوذ ابررساناهای با جفت‌شدگی‌های متفاوت و بستگی آن‌ها به میدان تبادلی بررسی شده است. آخرین فصل این رساله به نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

فصل ۲
خواص عمومی ابررساناها و فرومغناطیس‌ها

۱.۲ مقدمه

در این فصل به بررسی ویژگی‌های عمومی ابررساناها و فرومغناطیس می‌پردازیم. مقاومت صفر، خاصیت‌های مغناطیسی ابررساناها و جریان پایای ناشی از ابررسانا، نظریه BCS[۱]، گاف انرژی[۲] و وابستگی دمایی آن، طول همدوسی، اثر مجاورت، بازتاب اندریف، ابررساناهای معمول و نامعمول[۳] و عمق نفوذ را بررسی می‌کنیم. در بخش آخر مواد فرومغناطیس را مطالعه می‌کنیم. ساختار حوزه‌ای این مواد و رفتار آن را در حضور میدان مغناطیسی بررسی می‌کنیم.

۲.۲ مقاومت صفر

مقاومت الکتریکی تمام فلزات و آلیاژها وقتی‌که سرد می‌شوند کاهش پیدا می‌کند. برای درک این‌حالت باید ابتدا بدانیم چه باعث می‌شود که یک هادی مقاومت داشته باشد. جریان در یک هادی توسط الکترون‌های رسانش حمل می‌شود که می‌توانند آزادانه در ماده حرکت کنند. البته الکترون‌ها یک طبیعت موجی نیز دارند و یک الکترون را که در درون یک فلز حرکت می‌کند می‌توان توسط یک موج تخت که در همان جهت پیش می‌رود نشان داد. یکی از خواص یک موج تخت است که می‌تواند از میان

[۱] BCS theory
[۲] Energy gap
[۳] Unconventional superconductor