



پایان نامه کارشناسی ارشد
فیزیک گرایش اخترفیزیک

عنوان:

محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی

نگارش:

فاطمه کیانی خو

استاد راهنما:

دکتر غلامحسین بردبار

بهمن ماه ۱۳۹۰

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

به نام خدا

اظهارنامه

اینجانب فاطمه کیانی خو (۸۸۰۵۱۴) دانشجوی رشته فیزیک، گرایش اختر فیزیک دانشکده علوم اظهار می کنم که این پایان نامه حاصل پژوهش خودم بوده و در جاهایی که از منابع دیگران استفاده کرده ام، نشانی دقیق و مشخصات کامل آن را نوشته ام. همچنین اظهار می کنم که تحقیق و موضوع پایان نامه ام تکراری نیست و تعهد می نمایم که بدون مجوز دانشگاه دستاوردهای آن را منتشر ننموده و یا در اختیار غیر قرار ندهم. کلیه حقوق این اثر مطابق با آیین نامه مالکیت فکری و معنوی متعلق به دانشگاه شیراز است.

نام و نام خانوادگی: فاطمه کیانی خو

تاریخ و امضا: ۹۰/۱۱/۰۸

به نام خدا

محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی

نگارش:

فاطمه کیانی خو

پایان نامه

ارائه شده به تحصیلات تکمیلی دانشگاه به عنوان بخشی از فعالیت های تحصیلی لازم برای اخذ
درجه کارشناسی ارشد

در رشته ی:

فیزیک گرایش اختر فیزیک

از دانشگاه شیراز

جمهوری اسلامی ایران

ارزیابی شده توسط کمیته پایان نامه با درجه: عالی

..... دکترا غلامحسین بردبار ، استادبخش فیزیک (رئیس کمیته)

..... ، استاد بخش فیزیک

..... ، دانشیار بخش فیزیک

..... ، استادیار بخش فیزیک

بهمن ماه ۱۳۹۰

تقدیم به

همه‌ی آنهایی که همیشه به دنبال راههای جدید در مسیر علم هستند.

باسپاس فراوان از زحمات

استاد بزرگوارم، پروفور غلامحسین بردبار که با نهایت دقت و ظرافت، در تمام مراحل تحقیق و نگارش صحیح این پایان نامه، مراراً و به نوبت نمودند و خانواده عزیزم که در تمام مراحل تحصیل، پشتیبانم بودند.

شناخته ها محدودند، ناشناخته ها نامحدود. ما از نظر دانش و آگاهی، گویی در جزیره ای بسیار کوچک قرار گرفته ایم که در میان اقیانوس بیکرانی از ناشناخته ها وجود دارد. کار ما، در هر نسل، این است که ذره ی بیشتری از سرزمین شناخته شده را مدعی باشیم.

تی. اچ. هاکسلی

چکیده

محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و حضور میدان مغناطیسی قوی

توسط

فاطمه کیانی خو

در این پایان نامه، به بررسی خصوصیات ترمودینامیکی ماده کوارکی پلاریزه موجود در ستاره کوارکی، در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی پرداخته ایم. برای محاسبه انرژی و معادله حالت ماده کوارکی مذکور از مدل کیسه ای *MIT* استفاده نموده ایم و ماده کوارکی را متشکل از کوارک های u ، d و s با اسپین های بالا و پایین در نظر گرفته ایم. محاسبات انرژی ماده کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی قوی یک حالت شبه پایدار را در هر چگالی نشان می دهد. همچنین محاسبات نشان می دهد که با افزایش دمای سیستم معادله حالت سخت تر می شود. در این پایان نامه همچنین، با استفاده از معادلات نسبیت عام *TOV* ساختار ستاره را محاسبه نموده ایم. از محاسبات دریافتیم که با افزایش دما و سخت تر شدن معادله حالت، جرم و شعاع ستاره کاهش می یابد. همچنین با وارد کردن میدان های مغناطیسی مختلف دریافتیم که با افزایش میدان مغناطیسی نیز جرم و شعاع ستاره کاهش می یابد. در نتیجه با افزایش دما و میدان مغناطیسی قویتر ستاره کوارکی پایدارتر می شود.

فهرست مطالب

۱	۱
۲	۱.۱ تحول ستاره
۲	۱.۱.۱ ستاره های با جرم متوسط
۵	۲.۱.۱ ستاره های کم جرم
۵	۳.۱.۱ ستاره های پر جرم
۸	۲.۱ ستاره نوترونی
۹	۳.۱ ستاره کوارکی و ماده کوارکی
۱۱	۴.۱ میدان مغناطیسی ستاره های فشرده
۱۳	۲
۱۴	۱.۲ روش های محاسباتی
۱۵	۱.۱.۲ مدل کیسه ای MIT
	۲.۲ انرژی و معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور
۱۶	میدان مغناطیسی
۱۶	۱.۲.۲ محاسبه چگالی کوارک ها در ماده کوارکی
۱۸	۲.۲.۲ محاسبه انرژی و معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در دمای معین
۲۰	۳.۲.۲ محاسبه انرژی مغناطیسی ماده کوارکی پلاریزه
	۳.۲ نتایج مربوط به محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی ماده کوارکی پلاریزه
۲۱	در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی

۲۸		۳
۲۹	محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه	۱.۳
	نتایج محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور	۲.۳
۳۰	میدان مغناطیسی	
۴۲		۴

لیست تصاویر

- ۱.۲ نمودار چگالی کوارک ها بر حسب چگالی کل ماده کوارکی در دماهای مختلف. ۲۲
- ۲.۲ نمودار کسر کوارک ها بر حسب چگالی کل ماده کوارکی در دماهای مختلف. ۲۲
- ۳.۲ آنتروپی به صورت تابعی از چگالی سیستم در دماهای مختلف در میدان مغناطیسی
۲۳ $B = 5 \times 10^{18} G$
- ۴.۲ حالت شبه پایدار به صورت تابعی از پارامتر قطبش برای چگالی های مختلف
۲۴ در سه دما.
- ۵.۲ پارامتر قطبش در نقاط کمینه انرژی در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$
۲۵ در دماهای مختلف.
- ۶.۲ پارامتر قطبش در نقاط کمینه انرژی در حضور میدان های مغناطیسی مختلف و
۲۵ در دمای $T = 30 MeV$.
- ۷.۲ پارامتر قطبش به صورت تابعی از میدان مغناطیسی در دماهای مختلف. ۲۶
- ۸.۲ چگالی انرژی آزاد به صورت تابعی از چگالی سیستم در دماهای مختلف در
۲۶ میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{19} G$.
- ۹.۲ معادله حالت به صورت تابعی از چگالی سیستم در دماهای مختلف در میدان
۲۷ مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$.
- ۱.۳ نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه بر حسب چگالی انرژی در دماهای مختلف
۳۸ و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} G$.
- ۲.۳ نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه به صورت تابعی از شعاع در دماهای مختلف
۳۹ و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} G$.

۳.۳ نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه برحسب چگالی انرژی در دمای $T = 30 MeV$

۴۰ و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف.

۴.۳ نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه به صورت تابعی از شعاع در دمای $T =$

۴۱ و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف. $30 MeV$

لیست جداول

- ۱.۱ کوارک های شناخته شده و برخی از خصوصیات آنها ۱۰
- ۱.۳ داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای صفر و در حضور میدان مغناطیسی $10^{18} G \times 5$ ۳۱
- ۲.۳ داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی $10^{18} G \times 5$ ۳۲
- ۳.۳ داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 70 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی $10^{18} G \times 5$ ۳۳
- ۴.۳ داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 80 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی $10^{18} G \times 5$ ۳۴
- ۵.۳ داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی $10^{19} G \times 5$ ۳۵
- ۶.۳ داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی در غیاب میدان مغناطیسی. ۳۶
- ۱.۴ جرم ماکزیمم و شعاع ستاره کوارکی پلاریزه در دماهای مختلف و در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$ ۴۴
- ۲.۴ جرم ماکزیمم و شعاع ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 MeV$ و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف. ۴۵

فصل ۱

مقدمه

در این بخش بعد از بررسی تحول ستاره ها، به بحث در مورد خصوصیات ستاره های فشرده می پردازیم.

۱.۱ تحول ستاره

دو فاکتور مهم، سن و جرم، ویژگی های یک ستاره را مشخص می کنند. این دو فاکتور به یکدیگر وابسته هستند، تحقیقات اخترفیزیکدانان نشان میدهد که طول عمر ستاره به جرم آن وابسته است. به طور کلی ستاره ها از نظر جرم به سه دسته تقسیم می شوند:

۱ - ستاره های پر جرم، که جرمشان بیش از ۸ برابر جرم خورشید است.

۲ - ستاره هایی با جرم متوسط، که جرمشان ۵/۰ تا ۸ برابر جرم خورشید است.

۳ - ستاره های کم جرم، که جرم آن ها حدود ۵/۰ جرم خورشید می باشد.

از آنجا که ستاره ما، خورشید، در دسته ستاره های متوسط قرار دارد و اطلاعات اختر شناسان در مورد این دسته از ستاره ها بیش از گروه های دیگر است، ابتدا به بررسی تحول ستاره های با جرم متوسط می پردازیم.

۱.۱.۱ ستاره های با جرم متوسط

ستاره ها از متراکم شدن سحابی ها، ابرهای گازی و گرد و غبار بین ستاره ای تشکیل می شوند. در ابتدا ابر های متراکم شده در درون یک دیسک مسطح شروع به چرخیدن می کنند و همین طور منقبض و متراکم می شوند. جرم گازهای مرکزی این توده همچنان رشد میکند. این انقباض و تراکم حدوداً صد هزار سال به طول می انجامد، تا اینکه یک پیش

ستاره را به وجود می آورد. درخشش پیش ستاره ممکن است تنها چند برابر یا چند هزار برابر خورشید باشد، دمای سطحی چنین پیش ستاره ای حدود ۴۰۰۰۰ کلوین می باشد. پیش ستاره تا میلیون ها سال به انقباض خود ادامه می دهد. در این مرحله تنها منبع تولید انرژی ستاره انرژی جنبشی ملکول های گازی می باشد. این انقباض تا زمانی ادامه خواهد داشت که انرژی گرمایی تولید شده در مرکز با نیروی گرانشی که باعث انقباض توده گاز می شود، به تعادل برسد. این مدت زمان به جرم ستاره بستگی دارد. در این زمان، گدازش هیدروژنی در مرکز ستاره، همه انرژی آن را تولید می کند و ستاره وارد طولانی ترین دوره عمر خود می شود، که به آن رشته اصلی می گوییم. هر ستاره، مادامی که که همه انرژی خود را از طریق گدازش هیدروژن در مرکز خود ایجاد کند، یک ستاره در رشته اصلی به حساب می آید. مدت زمانی که ستاره در این مرحله باقی می ماند، به جرم آن بستگی دارد. ستارگان با جرم بیشتر، هیدروژن خود را با سرعت بیشتری می سوزانند در نتیجه زمان کمتری در این مرحله باقی می مانند. یک ستاره با جرم متوسط می تواند بلیونها سال در این رشته باشد.

وقتی همه هیدروژن موجود در هسته یک ستاره با جرم متوسط به هلیوم تبدیل شد، ستاره به سرعت دستخوش تغییر می شود. به دلیل اینکه دیگر انرژی ناشی از گدازش در هسته ستاره تولید نمی شود، گرانش بار دیگر دست به کار شده و منجر به انقباض شدید ستاره می گردد. به دلیل این انقباض سریع، دما به شدت در مرکز و مناطق اطراف آن بالا می رود. با بالا رفتن دما، هیدروژن موجود در پوسته اطراف مرکز شروع به سوختن می کند. انرژی حاصل شده از این گدازش حتی از انرژی که قبلاً در مرکز تولید می شد نیز بیشتر است. این انرژی مازاد، لایه های بیرونی ستاره را به شدت به بیرون هل می دهد، در نتیجه ستاره تا حد بسیار زیادی بزرگ می شود. با بزرگ شدن اندازه ستاره، لایه های بیرونی آن سرد می شوند، در نتیجه رنگ ستاره سرخ می گردد. از طرفی با بزرگتر شدن سطح ستاره، درخشش آن نیز بیشتر می شود. در این مرحله ستاره به یک غول سرخ تبدیل شده است. در نهایت، دمای مرکز تا حد ۱۰۰ میلیون کلوین می رسد، یعنی دمای لازم برای آغاز فرایند سه - آلفا. با ادامه این فرایند، هسته ستاره بزرگتر می شود اما دمای آن کاهش می یابد. با کاهش این دما، از دمای لازم برای سوخت هیدروژن موجود در پوسته اطراف هسته نیز کاسته می شود. به دنبال آن، انرژی

منتشر شده از این لایه نیز کم می شود و لایه های خارجی ستاره شروع به انقباض می نمایند. ستاره داغتر، کوچکتر و کم نورتر از زمانی می شود که یک گول سرخ بود. این تغییرات در یک دوره زمانی حدوداً ۱۰۰ میلیون ساله رخ می دهند. در پایان این دوره، ستاره در مرحله شاخه افقی قرار می گیرد. این مرحله به دلیل خط نمایشگر وضعیت ستاره در نمودار $H - R$ (هرسپرونگ - راسل) شاخه افقی نامیده می شود. ستاره به طور مداوم و پایدار هلیوم و هیدروژن می سوزاند بنابراین تغییر شایان ذکری در دما، ابعاد و درخشش آن روی نمی دهد. این مرحله تقریباً تا ۱۰ میلیون سال به طول می انجامد.

هنگامیکه سوخت هلیوم موجود در هسته به اتمام رسید، هسته منقبض و در نتیجه داغتر می شود. فرایند سه-آلفا، این بار در پوسته اطراف هسته آغاز می گردد و گدازش هیدروژن در لایه های بعدی آن صورت می گیرد. با افزایش آهنگ تولید انرژی در پوسته ها، لایه های بیرونی ستاره منبسط می شوند. ستاره بار دیگر به یک گول تبدیل می گردد اما این بار آبی تر و درخشانتر از مرحله قبل است. هسته یک گول جانبی بسیار داغ و نیروی گرانش بر لایه های خارجی ضعیف می باشد. در نتیجه لایه های بیرونی در قالب باد ستاره ای از ستاره جدا می شوند. با جدا شدن هر لایه از ستاره، نوبت به لایه داغتری می رسد. در نتیجه باد ستاره ای مرتب قویتر می شود. جریانات جدیدتر و سریعتر بادهای برخاسته از سطح ستاره، با بادهای قبلی که هنوز در فضای اطراف ستاره پرتاب می زنند، برخورد می کنند. در نتیجه این برخورد، یک پوسته متراکم گاز به وجود می آید که برخی از آنها با سرد شدن به غبار تبدیل می شوند.

ظرف چند هزار سال، گدازش در هسته متوقف می گردد. هسته مرکزی باعث روشن شدن پوسته های گازی اطراف خود می شود. با تلسکوپ های اولیه که ستاره شناسان در سالهای ۱۸۰۰ برای رصد استفاده می کردند، این پوسته ها شبیه به سیارات به نظر می رسیدند به همین دلیل آنها این پوسته ها را سحابی سیاره ای نامیدند. پس از محو شدن سحابی سیاره ای، هسته باقیمانده به نام کوتوله سفید شناخته می شود. این نوع از ستارگان بیشتر حاوی کربن و اکسیژن هستند و دمای اولیه آنها حدود ۱۰۰۰۰۰۰ کلوین می باشد.

از آنجا که کوتوله های سفید سوختی برای گدازش ندارند، با گذشت بیلیونها سال پیوسته

سردتر می شوند و در نهایت به یک کوتوله سیاه، جرمی بسیار کدر، تبدیل می گردند. کوتوله سیاه نماد پایان چرخه زندگی یک ستاره با جرم متوسط است.

۲.۱.۱ ستاره های کم جرم

ستارگانی که جرم آنها کم است یعنی در حدود ۳ برابر جرم خورشید، دمای سطحی معادل تقریباً ۴۰۰۰ کلوین دارند. درخشش آنها کمتر از ۲ درصد خورشید است. این ستارگان، هیدروژن درون خود را به آهستگی می سوزانند. آنها می توانند برای مدت ۱۰۰ بیلیون تا ۱ تریلیون سال در رشته اصلی باقی بمانند. این مدت حتی از عمر جهان که بین ۱۰ تا ۲۰ بیلیون سال تخمین زده می شود نیز بیشتر است. بنابراین هیچ ستاره ای در این گروه تا به حال به پایان عمر خود نرسیده است.

تحقیقات و مشاهدات اخترشناسان نشان می دهد که در ستاره های این گروه، فقط گدازش هیدروژن اتفاق می افتد. بنابراین اگر هم یکی از اعضای این گروه بمیرد، وارد مرحله غول سرخ نخواهد شد. در عوض آنها به طور تدریجی سرد می شوند تا اینکه به یک کوتوله سفید و سپس سیاه تبدیل گردند.

۳.۱.۱ ستاره های پر جرم

ستاره هایی با جرم بیش از ۸ برابر جرم خورشید در این گروه قرار می گیرند. این ستاره ها به سرعت شکل می گیرند و زندگی کوتاهی دارند. یک ستاره پر جرم ظرف ۱۰۰۰۰ سال تا ۱۰۰۰۰۰ سال از دل یک پیش ستاره شکل می گیرد. این نوع ستارگان در رشته اصلی بسیار داغ و آبی رنگ هستند. آنها ۱۰۰۰ تا ۱ میلیون بار درخشانتر از خورشید می باشند و شعاع آنها تقریباً ۱۰ برابر شعاع خورشید است.

تعداد ستارگان پر جرم نسبت به ستارگان با جرم متوسط و ستارگان کم جرم کمتر است. با اینحال به خاطر درخشندگی زیاد، از فواصل بسیار دور نیز قابل رصد هستند و به همین خاطر تعداد زیادی از آنها شناخته شده است.

وقتی یک ستاره پر جرم رشته اصلی را ترک می کند، سوخت هیدروژن در لایه های

بیرون هسته آغاز می شود. در نتیجه شعاع این ستاره، ۱۰۰ برابر شعاع خورشید می شود. با اینحال از درخشش آن اندکی کاسته می شود. در این مرحله ستاره تقریباً همان مقدار انرژی قبلی را از سطح بزرگتری منتشر می کند، بنابراین دمای سطح آن کاهش می یابد و در نتیجه گرایش به سرخ ستاره بیشتر می شود. با بزرگ شدن ستاره، دمای مرکز آن به ۱۰۰ میلیون کلوین، یعنی دمای لازم برای آغاز فرایند سه-آلفا می رسد. پس از تقریباً ۱ میلیون سال، سوخت هلیوم در مرکز به اتمام رسیده و نوبت به هلیوم موجود در لایه های بیرون هسته و هیدروژن موجود در لایه های بعد از آن می رسد. ستاره سنگین، در این مرحله تبدیل به یک ابرغول سرخ درخشان می شود. هنگامیکه انقباض هسته دمای آن را به حد کافی افزایش می دهد، با سوختن کربن؛ عناصر نئون، سدیم و منیزیم تولید می شوند. این مرحله تنها برای ۱۰۰۰۰ سال ادامه می یابد. پس از آن فرآیندهایی متوالی در هسته رخ می دهد. هر فرآیند عناصر مختلف را در بر می گیرد و نسبت به مرحله قبل مدت زمان کوتاهتری به طول می انجامد. وقتی عنصر جدیدی شروع به سوختن می کند، عنصر قبلی سوختن خود را در لایه های بالاتر آغاز می کنند.

این فرآیند ها همچنان ادامه می یابند تا زمانی که هسته آهنی در ستاره ایجاد شود. همان طور که می دانیم، سوخت آهن به جای تولید انرژی، انرژی مصرف می کند. در نتیجه ستاره دیگر نمی تواند برای حفظ تعادل با نیروی گرانشی، انرژی تولید کند. وقتی جرم هسته آهنی به $1/4$ برابر جرم خورشید برسد، اتفاقی مهیب رخ می دهد. نیروی گرانش، هسته را متلاشی می کند. در نتیجه دمای هسته تا نزدیک ۱۰ بلیون کلوین می رسد. در این دما هسته آهنی شکسته می شود و به هسته های سبک تر و سپس، پروتون و نوترون تجزیه می شود. با ادامه فشار، پروتون ها و الکترون ها با هم ترکیب می شوند و نوترون و نوترینو تولید می کنند.

نوترینو ها ذراتی هستند که به طور ضعیف با ذرات ماده برهمکنش می کنند و به سرعت سیستم را ترک میکنند. نوترینو ها به سادگی در فضا فرار می کنند و ۹۹ درصد از انرژی ایجاد شده را با خود حمل می کنند. در این مرحله هسته، یک توپ فشرده حاوی نوترون ها است. وقتی شعاع این توپ به ۱۰ کیلومتر برسد حالت ارتجاعی پیدا می کند، درست مانند یک توپ پلاستیکی که آن را فشرده و رها می کنیم.

همه این اتفاق ها، از رمبش هسته تا ارتجاعی شدن توپ نوترونی، تنها در مدت یک ثانیه رخ می دهد. بعد از آن، ارتجاع توپ نوترونی، یک موج کروی به بیرون از ستاره ارسال می کند. بیشتر انرژی حاصل از این موج صرف گدازش و در نتیجه، تولید عناصر جدید می شود. با رسیدن این موج به سطح ستاره، دما تا 3000000 کلوین افزایش می یابد و ستاره منفجر می شود و موادی را در فضا با سرعت 15000 تا 40000 کیلومتر در ثانیه رها می کند. نام این انفجار، انفجار ابر نواختری نوع II است.

ابرنواختر ها فضا را آکنده از گاز و غبار می کنند که می تواند بستری برای تولد ستاره های جدید باشد. بعد از این انفجار، هسته ستاره باقی می ماند. در صورتی که جرم هسته باقی مانده کمتر از 3 برابر جرم خورشید باشد، ستاره نوترونی ایجاد می شود و در صورتی که این جرم باقی مانده بیش از 3 برابر جرم خورشید را داشته باشد تبدیل به یک سیاهچاله خواهد شد.

ابرنواختر

ابرنواختر ها به طور میانگین سه ، در هر قرن، در میانگین کهکشان ها رخ می دهند. احتمالاً، به نسبت مشابهی نیز در کهکشان ما رخ می دهند. آخرین ابرنواختر های مشاهده شده در کهکشان ما در سال 1604 بوده است. در 23 فوریه 1987 ، در نزدیکی ما، اولین ابرنواختری که بتوان با ابزارهای نوین مطالعه شود اتفاق افتاد. در آن زمان یک غول سرخ، در ابر ماژلانی بزرگ، در فاصله 170000 سال نوری، منفجر شد. این ابرنواختر با چشم غیر مسلح قابل مشاهده بود. رمبش حدود 3 ساعت قبل از مشاهده این ابرنواختر اتفاق افتاده بود و در حدود 13 ثانیه نوترینو ها گسیل شدند. این نتیجه نشان می دهد که برای 3 ساعت موج شوک ارسال شده از هسته ارتجاعی، گسترش پیدا کرده و به سطح ستاره رسیده است. این رخداد شرایط را برای بررسی خصوصیات نوترینوها فراهم نمود. در باقی مانده انفجار ابرنواختری $1987A$ ، هنوز ستاره فشرده ای کشف نشده است.

در باقی مانده دیگر ابرنواختر ها، ستاره های فشرده ای یافت شده اند. به عنوان مثال سحابی خرچنگ و *Cassiopeia A* از این دسته اند. سحابی خرچنگ، از انفجار ابرنواختری

که در سال ۱۰۵۴ اتفاق افتاد و اخترشناسان چینی آن را کشف کردند، ایجاد شده است. ستاره *Cassiopeia A* جوانترین باقی مانده انفجار ابرنواختری در کهکشان راه شیری است. که دقیقاً مشخص نیست که در سال ۱۶۶۷ یا ۱۶۸۰ اتفاق افتاده است. این باقی مانده ابرنواختری قوی ترین چشمه امواج رادیویی در آسمان است و در سال ۱۹۴۷ با استفاده از منابع رادیویی توسط اخترشناسان رادیویی کمبریج و انگلیس آشکارسازی شد. این منبع رادیویی ابتدا *Cassiopeia A* نامگذاری شد و اخیراً، ۳c۴۶۱ فهرست شده است. البته سیستم های اپتیکی هنوز هیچ ردی از این ستاره بدست نیاورده اند [۱].

۲.۱ ستاره نوترونی

اگر جرم باقی مانده از انفجار ابرنواختری نوع II ۱/۴ تا ۳ برابر جرم خورشید باشد، تبدیل به یک ستاره نوترونی با شعاعی حدود ۱۰ کیلومتر خواهد شد. دمای اولیه ستاره نوترونی ۱۰ میلیون کلوین می باشد.

بعد از انفجار ابرنواختری، هسته باقی مانده مجدداً رمبش پیدا می کند، در این زمان همه عناصر موجود، به الکترون، پروتون و نوترون می شکنند. چگالی هسته ستاره نوترونی آنقدر زیاد است که پروتون ها و الکترون ها مجدداً در فرآیند نابودی بتا شرکت می کنند:



چون ماده موجود در ستاره نوترونی یکنواخت است، نسبت به نوترینوها شفاف می باشد و بنابراین، به سرعت در فضا آزاد شده و بخش اعظمی از گرما و انرژی را از ستاره خارج می کند و باعث سرد شدن ستاره نوترونی می شود. این فرآیند را *Urca* یا فرآیند خنک سازی ستاره گویند.

به دلیل کوچک بودن شعاع ستاره و اینکه دیگر هیچ سوختی در ستاره اتفاق نمی افتد، دما و درخشندگی ستاره بسیار اندک است، چنان که حتی با تلسکوپ های فضایی نیز قابل رصد نمی باشد. اخترشناسان، پالس های رادیویی این ستاره ها را تشخیص می دهند. گاهی از این ستاره ها ۱۰۰۰ پالس در ثانیه دریافت می شود. یک ستاره نوترونی دو موج رادیویی

متوالی را منتشر می کند. این دو موج در دو مسیر مختلف از ستاره دور می شوند. با چرخش ستاره، امواج در فضا مانند نورافکن پراکنده می شوند. اگر یکی از این امواج به صورت متناوب به زمین برسد، تلسکوپ های رادیویی، یک سری پالس را تشخیص می دهند. این تلسکوپ ها به ازای هر دور گردش ستاره یک پالس دریافت می کنند. ستاره هایی که به این روش شناسایی می شوند، تپ اختر نامیده می شوند.

۳.۱ ستاره کوارکی و ماده کوارکی

گروه دیگری از ستاره های فشرده که اخیراً اخترشناسان به وجود آن پی برده اند، ستاره کوارکی نامیده می شود. این گروه از ستاره ها، چگالتر از ستاره نوترونی بوده و جرم و شعاع آن ها از ستاره های نوترونی کوچکتر است. قبل از اینکه به مفهوم ستاره کوارکی بپردازیم، لازم است که مفهوم کوارک و ماده کوارکی را مطرح نماییم.

کوارک ها و ماده کوارکی

در سال ۱۹۶۳ گلמן و زویگ دریافتند که هادرون ها را می توان متشکل از اجزای ریزتری دانست که گلמן آنها را کوارک نامید [۲، ۳]. کوارک ها فرمیون هستند و دارای اسپین نیم صحیح می باشند و همچنین دارای بار الکتریکی کسری و یک عدد کوانتومی جدید به نام رنگ هستند. این عدد کوانتومی جدید برای برقراری اصل طرد پائولی برخی هادرون ها در نظر گرفته شده است. به هر کوارک یکی از سه رنگ قرمز، آبی و سبز نسبت داده می شود که ترکیب این سه رنگ یک ذره بدون رنگ را تشکیل می دهد. به طور کلی ۶ کوارک و پاد کوارک شناخته شده است. کوارک ها ۳ حالت رنگ و ۲ حالت اسپینی دارند و بنابراین دارای عدد تبهگنی ۶ هستند (جدول ۱).

همانطور که می دانیم پروتون ها و نوترون ها از کوارک های u و d تشکیل شده اند. بعد از اینکه ماده هسته ای در ستاره نوترونی به ماده کوارکی گذار پیدا کرد، طی یک سری واکنش های ضعیف کوارک های u و d به کوارک های دیگری تبدیل می شوند که از میان آنها فقط کوارک s در چگالی موجود (10^{15} gr/cm^3) پایدار است و بقیه کوارک

جدول ۱.۱: کوارک های شناخته شده و برخی از خصوصیات آنها

نام کوارک	بار الکتریکی	عدد باریونی	جرم (GeV/c^2)
<i>down(d)</i>	$-1/3$	$1/3$	0.005
<i>up(u)</i>	$+2/3$	$1/3$	0.01
<i>strange(s)</i>	$-1/3$	$1/3$	0.15
<i>charm(c)</i>	$+2/3$	$1/3$	1.5
<i>bottom(b)</i>	$-1/3$	$1/3$	4.7
<i>top(t)</i>	$+2/3$	$1/3$	180

ها سنگین تر و ناپایدار هستند. به عنوان مثال کوارک c برای تشکیل نیاز به چگالی حدود $10^{17} gr/cm^3$ دارد که حدود 10^8 برابر چگالی موجود در هسته ستاره کوارکی است. پس در نهایت ما با ماده کوارکی سر و کار داریم که تنها از کوارک های d ، u و s و مقداری الکترون که برای خنثایی بار در نظر گرفته می شود تشکیل شده است. البته کسر الکترون ها آنقدر کوچک است که در محاسبات از آن صرف نظر می کنیم. به طور خلاصه می توان گفت که ماده هسته ای شبه پایدار است و با تبدیل شدن به ماده کوارکی شگفت، مقدار زیادی انرژی آزاد می کند و به پایداری می رسد.

ستاره کوارکی

مطالعات نشان می دهد که ستاره کوارکی در دو شکل ستاره کوارکی خالص و ستاره هیبرید با قلب کوارکی وجود دارد.

ستاره هیبرید با قلب کوارکی بعد از اینکه ستاره نوترونی متولد شد، اگر چگالی در هسته ستاره به اندازه کافی ($10^{15} gr/cm^3$) بالا باشد فشار روی باریون ها چنان زیاد می شود که به اجزای تشکیل دهنده خود یعنی کوارک ها تجزیه می شوند. در این حالت امکان دارد پوسته ای نازک از باریون ها اطراف قلب کوارکی را فراگرفته باشد. به این ستاره فشرده، ستاره هیبرید با قلب کوارکی گویند که محاسبات مربوط به جرم و شعاع این ستاره در مقاله های [۴، ۵] انجام شده است.

ستاره کوارکی خالص اگر بعد از انفجار ابرنواختری نوع II و درست چند دقیقه قبل از تولد ستاره نوترونی یعنی در مرحله *proto - neutron* چگالی و دما به اندازه کافی ($T = 30 \text{ MeV}$ و 10^{15} gr/cm^3) بالا باشد. قبل از اینکه الکترون و پروتون در فرآیند نابودی بتا شرکت کنند، پروتون و نوترون ها تحت فشار و دمای بالا به اجزای تشکیل دهنده خود، کوارک ها، تجزیه می شوند و یک ستاره کوارکی خالص مستقیماً متولد می شود. به این رخداد *Quark - Nove* گویند. یک داده مشاهداتی از این نوع ستاره ها نشان می دهد که جرم آن ها بیش از $2.1 \pm 0.28 M_{\odot}$ و شعاعی در حدود $1.8 \pm 0.13 \text{ km}$ می باشد [۶]. نمونه دیگری از مشاهده ستاره کوارکی $3C58$ و $RXJ185635 - 3754$ می باشد [۱۷].

۴.۱ میدان مغناطیسی ستاره های فشرده

یکی از مهمترین خصوصیات اجرام فشرده میدان مغناطیسی آن ها می باشد. ستاره های پر جرم که قابلیت تشکیل ستاره های فشرده را دارند، دارای میدان مغناطیسی قابل توجهی هستند، که البته این میدان ها در مقایسه با میدان مغناطیسی اجرام فشرده ضعیف تر می باشد. هنگام تشکیل ستاره های فشرده، در نتیجه کاهش شعاع از مرتبه 10^6 ، میدان مغناطیسی تا مرتبه 10^{12} G افزایش می یابد [۷]. همان طور که مشاهدات اخترفیزیکی نشان می دهند، ستاره های فشرده از جمله، ستاره های نوترونی، پالسار ها، مگنتار ها و ستاره های کوارکی میدان های مغناطیسی قوی دارند که به طور نوعی دارای مقادیری در حدود 10^{15} تا 10^{19} (G) می باشند [۸]. البته منشأ این میدان مغناطیسی هنوز برای اخترفیزیکدانان مسئله کاملاً حل شده ای نیست. بنابراین مطالعه اثر میدان مغناطیسی قوی روی اجرام فشرده، از جمله ستاره کوارکی می تواند بسیار مورد توجه قرار گیرد. اخیراً ستاره کوارکی پلاریزه در دمای صفر و در حضور میدان مغناطیسی [۹] و ستاره کوارکی در دمای معین [۱۰] مورد بررسی قرار گرفته اند.

در این کار ما ستاره کوارکی پلاریزه را در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی

در نظر می گیریم. ستاره کوارکی را متشکل از ماده کوارکی متشکل از کوارک های u ، d و s با اسپین های بالا و پایین در نظر می گیریم و سپس با استفاده از معادلات تولمن-اوپنهایمر-وولکوف به محاسبه ساختار این ستاره می پردازیم. لذا در فصل دوم از این پایان نامه خصوصیات ترمودینامیکی ستاره کوارکی پلاریزه را در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی محاسبه می کنیم. در فصل سوم به محاسبه ساختار ستاره مورد نظر در حضور و غیاب میدان مغناطیسی می پردازیم.

فصل ۲

محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی ماده کوارکی

در این بخش بعد از معرفی روش محاسباتی مورد نظر به محاسبه انرژی و معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی می پردازیم.

۱.۲ روش های محاسباتی

در اینجا ما با سیستمی سرو کار داریم که به صورت نوعی شامل حدود 10^6 ذره است، برای این تعداد زیاد ذرات یک روش آماری تنها راه شرح دادن سیستم خواهد بود. معادله حالت ماده کوارکی نقش تعیین کننده ای در بدست آوردن ساختار ستاره در چگالی و دمای بالا دارد. مدل های آماری مختلفی تا کنون برای بدست آوردن معادله حالت مطرح شده اند که شالوده تئوری همه این مدل ها QCD^۱ می باشد.

برای مثال مدل کیسه ای MIT [۱۱، ۱۲]، مدل NJL [۱۳، ۱۴] و مدل اختلال QCD [۱۵، ۱۶]. ما در اینجا خصوصیات و نقاط ضعف هر یک از این سه مدل را بررسی کرده و در نهایت بهترین مدل برای بررسی ستاره کوارکی را مطرح خواهیم کرد.

مدل کیسه ای MIT ماده کوارکی را در کیسه ای محدود با فشار کیسه B در نظر می گیرد و بنابراین گاز فرمی آزاد را به طور آشکارا نقض می کند و در محدوده کوارک های سبک سازگاری دارد.

مدل NJL برهمکنش کوارک ها را مانند پيون ها در نظر می گیرد و بنابراین این مدل نمی تواند پیوسته در محدوده کوارک ها باشد و در نهایت مدل آشفتگی QCD که در محدوده انرژی های بالا می باشد و با پیچیدگی های ریاضی همراه است.

^۱Dynamic Chromo Quantum

با نگاهی گذرا به مدل های فوق در می یابیم که در شرایط مورد نظر ما (ماده کوارکی متشکل از کوارک های سبک)، مدل کیسه ای *MIT* بهترین و مناسب ترین مدل برای بررسی ماده کوارکی است.

۱.۱.۲ مدل کیسه ای *MIT*

در این مدل ذرات کوارک، به صورت محدود در کیسه ای به فشار B در نظر گرفته می شوند. این فشار B وابسته به برهمکنش کوارک - کوارک است. لازم به ذکر است، کوارک ها هنگامی به هم نزدیک می شوند که انرژی آنها افزایش یافته باشد و طبق این نظریه (آزادی مجانبی) اندازه برهمکنش آنها در این هنگام کاهش می یابد. به عبارت دیگر برهمکنش با افزایش فاصله، افزایش می یابد که این می تواند توضیحی بر این باشد که چرا کوارک ها همیشه در نوکلئون ها محبوسند و ماده کوارکی به صورت آزاد در طبیعت یافت نمی شود. یک راه مناسب شرح دادن ترمودینامیک سیستم استفاده از پتانسیل ترمودینامیک است به صورت:

$$\Omega = -U - \eta m - TS \quad (1.2)$$

که در آن U انرژی داخلی سیستم، η پتانسیل شیمیایی، n چگالی ذرات و T دمای سیستم و S آنتروپی می باشد. از این معادله می توان فشار، چگالی ذرات و چگالی انرژی را به راحتی بدست آورد:

$$P(\eta) = -\Omega(\eta) \quad (2.2)$$

$$n(\eta) = \frac{dp}{d\eta} \quad (3.2)$$

$$\varepsilon(\eta) = -p(\eta) + \eta m(\eta) \quad (4.2)$$

حال با در نظر گرفتن مدل کیسه MIT پتانسیل ترمودینامیکی سیستم با گاز فرمیونی به صورت زیر تعریف می شود:

$$\Omega(\eta) = -\frac{N_f \eta^4}{4\pi^2} + B = -\frac{1}{3}(\varepsilon - 4B) \quad (5.2)$$

که در آن جمله اول پتانسیل ترمودینامیکی گاز فرمی آزاد و جمله دوم فشار کیسه B است که به طور معمول از مرتبه ۵۵ و 90 MeV می باشد.

۲.۲ انرژی و معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی

برای محاسبه انرژی ماده کوارکی در دمای معین نیاز است که چگالی کوارک ها را در چگالی باریونی بدانیم. که این را با استفاده از دو شرط تعادل بتا و خنثایی بار بدست می آوریم.

۱.۲.۲ محاسبه چگالی کوارک ها در ماده کوارکی

همان طور که قبلا نیز گفته شد، کوارک ها با برهمکنش ضعیفی به یکدیگر تبدیل می شوند:

$$d \longrightarrow u + e^- + \nu_e \quad (6.2)$$

$$s \longrightarrow u + e^- + \nu_e \quad (7.2)$$

$$s + u \longrightarrow d + u \quad (8.2)$$

$$u + e^- \longrightarrow s + \nu_e \quad (9.2)$$

$$u + e^- \rightarrow d + \nu_e \quad (10.2)$$

همانطور که در فصل پیش گفته شد، نوترینو ها به سرعت از سیستم فرار می کنند. بنابراین، می توان از آن ها صرف نظر کرد. حال با استفاده از شرط تعادل بتا داریم:

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e \quad (11.2)$$

$$\mu_s = \mu_u + \mu_e \quad (12.2)$$

بنابراین:

$$\mu_d = \mu_s \quad (13.2)$$

با توجه به رابطه مربوط به محاسبه چگالی عددی برای فرمیون ها در دمای معین، که بعدا خواهیم دید، چگالی عددی کوارک های s و d با توجه به رابطه (13.2) مشخص می باشند. حال تنها چگالی کوارک u برای ما مجهول است، که با وجود شرط خنثایی بار خواهیم داشت:

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_s - \frac{1}{3}n_d - n_e = 0 \quad (14.2)$$

که n_i چگالی ذره i می باشد. ما سیستم را به صورت ماده کوارکی خالص در نظر می گیریم ($n_e = 0$) [19]. با توجه به این مسئله خواهیم داشت:

$$n_u = \frac{1}{4}(n_s + n_d) \quad (15.2)$$

با توجه به معادله (15.2) و (13.2) چگالی کوارک u نیز مشخص خواهد شد.

بعد از بدست آوردن چگالی کوارک ها با توجه به عدد باریونی کوارک ها، چگالی

باریونی سیستم را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$n_B = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s) \quad (16.2)$$

۲.۲.۲ محاسبه انرژی و معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در دمای

معین

قبل از بیان معادلات مربوط به محاسبه انرژی، می بایست ماده کوارکی پلاریزه را معرفی نماییم. وقتی ماده کوارکی را در میدان مغناطیسی قرار می دهیم ذرات با اسپین بالا و پایین در راستای میدان مغناطیسی جهت گیری می کنند. در اینجا ذرات با اسپین بالا را با n_i^+ و ذرات با اسپین پایین را با n_i^- نشان می دهیم، که چگالی ذره i است. با در نظر گرفتن قطبش، عدد تبهگنی کوارک ها از ۶ به ۳ کاهش می یابد. با معرفی پارامتر قطبش ζ خواهیم داشت:

$$\zeta_i = \frac{n_i^+ - n_i^-}{n_i} \quad (17.2)$$

که در آن:

$$n_i = n_i^+ + n_i^- \quad (18.2)$$

و پارامتر قطبش در بازه $1 \geq \zeta_i \geq 0$ می باشد. عدد موج k نیز به صورت زیر در می آید:

$$k_i^\pm = (\pi^2 n_i)^{1/3} (1 \pm \zeta_i)^{1/3} \quad (19.2)$$

حال که ماده کوارکی پلاریزه را معرفی نمودیم، چگالی ذرات را در ماده کوارکی پلاریزه در دمای معین معرفی می نماییم. برای محاسبه خصوصیات سیستم باید از آمار بوز-اینشتین یا فرمی-دیراک استفاده نماییم. از آنجا که کوارک ها فرمیون هستند، از آمار فرمی دیراک تبعیت می کنند:

$$f(n_i, k^{(p)}, T) = \sum_{P=\pm} \frac{1}{\exp(\beta((m_i^p c^2 + \hbar^2 (k^{(p)})^2 c^2)^{1/2} - \mu_i)) + 1}, \quad (20.2)$$

در معادله (۲۰.۲) جمع روی اسپین بالا و پایین می باشد. $\beta = 1/k_B T$ ، g عدد تبهگنی سیستم، μ پتانسیل شیمیایی ذرات، T دمای سیستم و k_B ثابت بولتزمن است. در حد ترمودینامیکی، یعنی جایی که تعداد ذرات و حجم سیستم به بینهایت میل می کند و نسبت

تعداد ذرات به حجم سیستم نسبت ثابتی است، می توان انرژی را تابع پیوسته ای از k در نظر گرفت و همچنین سیستم را پرئودیک در نظر می گیریم:

$$k = \frac{\nu}{L} \implies dn = \frac{L}{2\pi} dk \quad (21.2)$$

که در آن n چگالی ذرات و k عدد موج می باشد. بنابراین چگالی عددی ذرات در سه بعد به صورت زیر تعریف می شود:

$$n_i = \sum_{P=\pm} \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty f(n_i, k^{(p)}, T) k^2 dk, \quad (22.2)$$

همانطور که ملاحظه می شود، کوآرک ها را نسیتی در نظر می گیریم. باید به این نکته نیز توجه کرد که به دلیل کم بودن جرم کوآرک های u و d در مقابل کوآرک s ، از جرم این دو کوآرک صرف نظر کرده و جرم کوآرک s را $150 \text{ MeV}/c^2$ در نظر می گیریم. همچنین فرض می کنیم که $\zeta_u = \zeta_d = \zeta_s = \zeta$ برقرار است.

انرژی کل ماده کوآرکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی به صورت زیر می باشد:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_u + \varepsilon_d + \varepsilon_s + \varepsilon_M + B, \quad (23.2)$$

که در آن ε_i انرژی جنبشی کوآرک های آزاد می باشد:

$$\varepsilon_i = \sum_{P=\pm} \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty (m_i^2 c^4 + \hbar^2 (k^{(P)})^2 c^2)^{1/2} f(n_i, k^{(p)}, T) k^2 dk. \quad (24.2)$$

و B ثابت کیسه است که $90 \text{ MeV}/fm^3$ در نظر می گیریم و ε_M چگالی انرژی مغناطیسی است که در بخش بعد به محاسبه آن خواهیم پرداخت.

بعد از محاسبه انرژی کل ماده کوآرکی پلاریزه در دمای معین، می توان دیگر خصوصیات ترمودینامیکی سیستم را هم محاسبه نمود. آنتروپی این سیستم به صورت زیر بدست می آید:

$$S = \sum_{i=u,d,s} S_i \quad (25.2)$$

که S_i آنتروپی ذره i می باشد:

$$S_i(n_i, T) = -\frac{3}{\pi^2} k_B \int_0^\infty f(n_i, k, T) \ln(f(n_i, k, T)) \\ + (1 - f(n_i, k, T)) \ln(1 - f(n_i, k, T)) k^2 dk. \quad (26.2)$$

انرژی آزاد هلمهولتز نیز به صورت زیر خواهد بود:

$$F = E - TS \quad (27.2)$$

و در نهایت معادله حالت سیستم به صورت زیر به دست می آید:

$$P(n, T) = \sum_i (n_i \frac{\partial F_i}{\partial n_i} - F_i). \quad (28.2)$$

۳.۲.۲ محاسبه انرژی مغناطیسی ماده کوارکی پلاریزه

انرژی مغناطیسی از رابطه $E_M = -M \cdot B$ به دست می آید. اگر میدان مغناطیسی را در راستای مشخصی مانند z در نظر بگیریم بنابراین رابطه انرژی مغناطیسی ماده کوارکی قطبیده به صورت زیر به دست می آید:

$$E_M = - \sum_{i=u,d,s} M_z^{(i)} B \quad (29.2)$$

که $M_z^{(i)}$ مغناطش سیستم متشکل از کوارک i می باشد که برابر است با:

$$M_z^{(i)} = N_i \mu_i \zeta_i \quad (30.2)$$

در رابطه فوق N_i تعداد کوارک i و μ_i گشتاور مغناطیسی کوارک i می باشد. با ساده سازی روابط و با استفاده از $\varepsilon_M = \frac{E_M}{V}$ چگالی انرژی مغناطیسی به صورت زیر بدست می آید:

$$\varepsilon_M = - \sum_{i=u,d,s} n_i \mu_i \zeta_i B \quad (31.2)$$

حال از مقادیر گشتاور مغناطیسی برای کوارک ها بهره می گیریم [۱۸]:

$$\mu_s = -0.581 \mu_N, \mu_u = 1/852 \mu_N, \mu_d = -0.972 \mu_N \quad (32.2)$$

با استفاده از رابطه (۲۷.۲) و مقادیر فوق خواهیم داشت:

$$\varepsilon_M = -0/299 \sum_{i=u,d,s} n_i \mu_N \zeta_i B \quad (33.2)$$

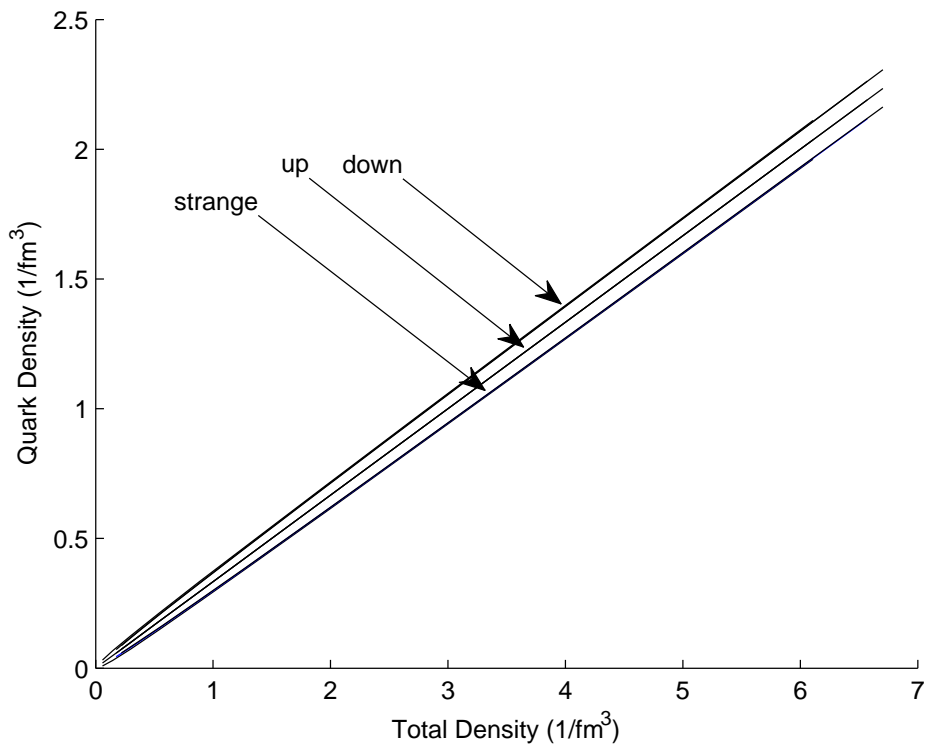
برای محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی سیستم، میدان مغناطیسی را $B = 5 \times 10^{18} G$ در نظر می‌گیریم.

۳.۲ نتایج مربوط به محاسبه خصوصیات ترمودینامیکی ماده کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی

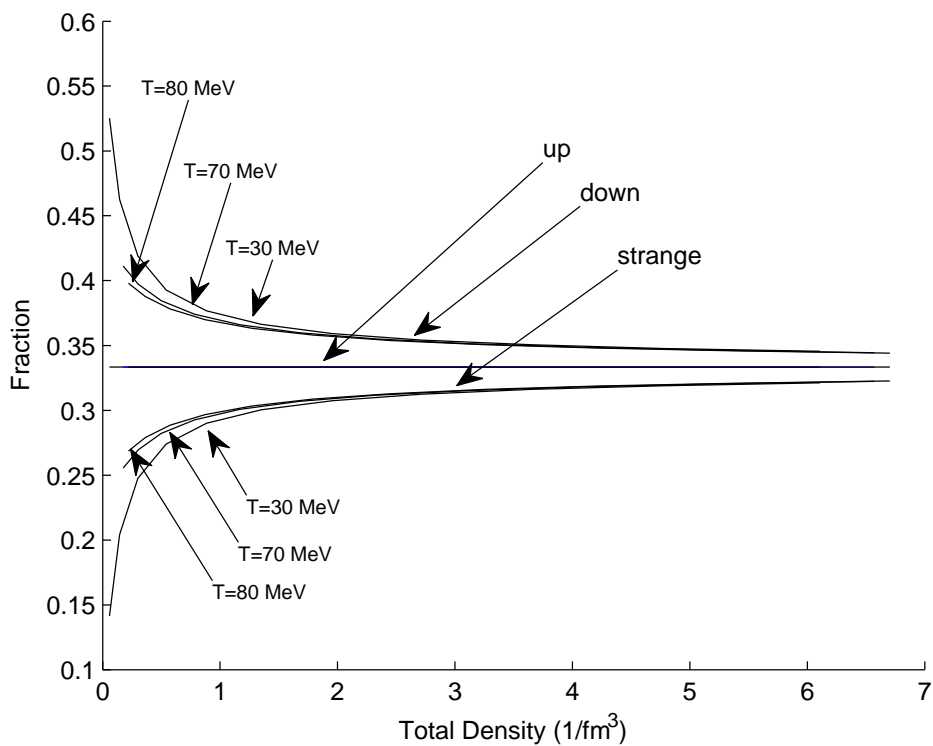
نمودارهای مربوط به محاسبات چگالی کوارک‌ها در سه دمای $T = 30 MeV$ ، $T = 70 MeV$ و $T = 80 MeV$ ترسیم شده‌اند. نمودار (۱.۲) چگالی کوارک‌ها را بر حسب چگالی کل نشان می‌دهد. این نمودار خطی بوده و همان‌طور که می‌توان مشاهده نمود با افزایش چگالی کل، چگالی هر کوارک در هر دما نیز افزایش می‌یابد. در نمودار (۲.۲) نیز کسر کوارک‌ها بر حسب چگالی کل رسم شده است. همان‌طور که این نمودار نشان می‌دهد، در چگالی‌های بالا کسر کوارک‌ها برای هر سه کوارک به یک مقدار حدی $0/33$ میل می‌کند.

شکل (۳.۲)، نمودار آنتروپی بر حسب چگالی سیستم می‌باشد. همان‌طور که در این نمودار می‌بینیم با افزایش چگالی آنتروپی به سرعت کاهش می‌یابد تا به مقدار حدی می‌رسد، این مقدار حدی با افزایش دمای سیستم افزایش می‌یابد.

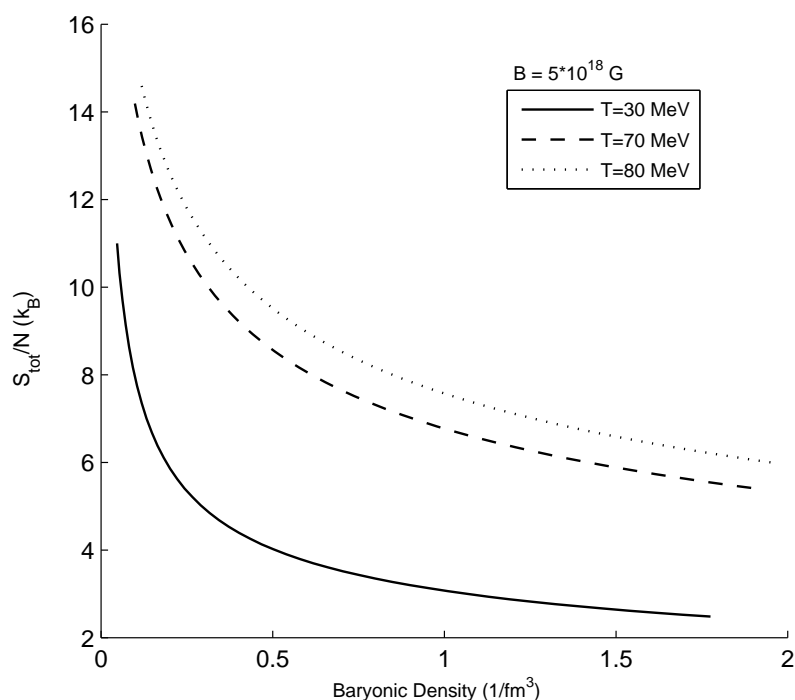
در شکل (۴.۲)، نمودار چگالی انرژی آزاد کل ماده کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$ ، به صورت تابعی از پارامتر قطبش ζ ترسیم شده است. همان‌طور که دیده می‌شود یک کمینه انرژی وجود دارد، که نشان دهنده حالت شبه پایدار می‌باشد. همان‌طور که می‌توان مشاهده نمود با افزایش چگالی، این حالت شبه پایدار به سمت پارامتر قطبش کمتر میل می‌کند. در واقع با افزایش چگالی سیستم به سمت حالت غیر پلاریزه



شکل ۱.۲: نمودار چگالی کوارک ها بر حسب چگالی کل ماده کوارکی در دماهای مختلف.



شکل ۲.۲: نمودار کسر کوارک ها بر حسب چگالی کل ماده کوارکی در دماهای مختلف.

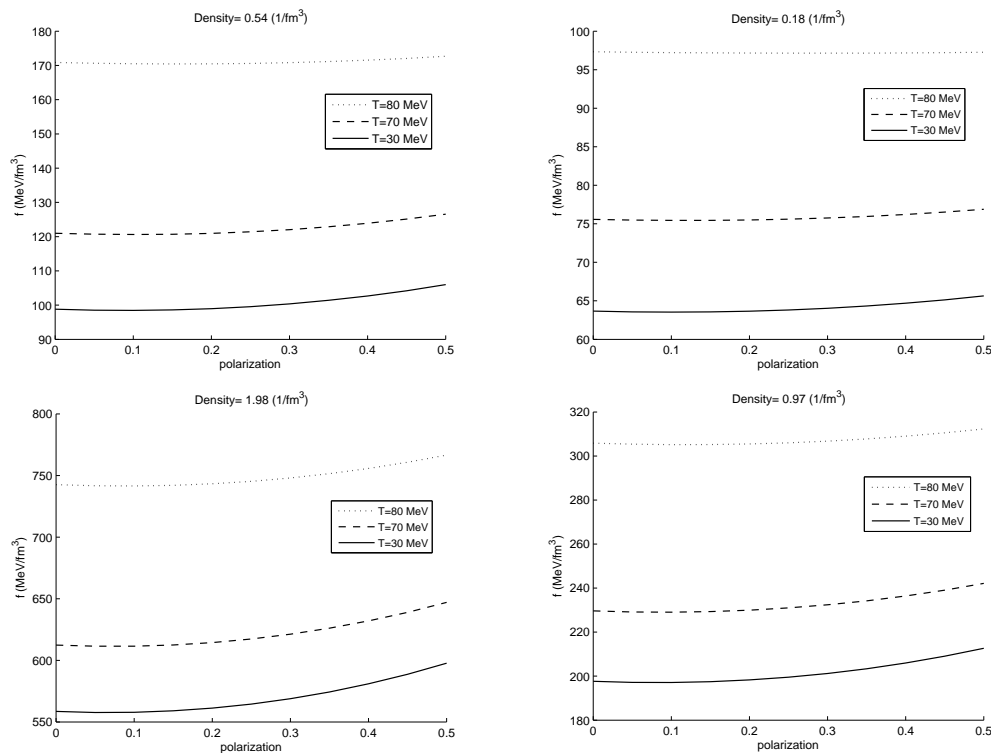


شکل ۳.۲: آنتروپی به صورت تابعی از چگالی سیستم در دماهای مختلف در میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$.

می رود. همچنین می توان مشاهده نمود که در یک چگالی ثابت با افزایش دما حالت شبه پایدار میل به ناپدید شدن دارد.

در شکل (۵.۲)، نمودار پارامتر قطبش در نقاط کمینه انرژی در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$ بر حسب چگالی انرژی در دماهای مختلف ترسیم شده است. همانطور که در این نمودار دیده می شود، با افزایش چگالی، در هر دما پارامتر قطبش به سرعت کاهش پیدا می کند تا به یک مقدار حدی میل می کند. همانطور که می توان دید با افزایش دما در هر چگالی این مقدار حدی پارامتر قطبش کاهش می یابد.

همچنین، شکل (۶.۲) نیز نمودار پارامتر قطبش بر حسب چگالی در دما $T = 30 MeV$ در میدان های مغناطیسی مختلف رسم شده است. این نمودار نشان می دهد که با افزایش میدان مغناطیسی پارامتر قطبش افزایش می یابد. همانطور که می توان دید، در میدان مغناطیسی کمتر از $B = 5 \times 10^{18} G$ پارامتر قطبش با افزایش چگالی به سرعت کاهش می یابد و به مقدار صفر می رسد. اما در میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{19} G$ روند کاهش کند تر می

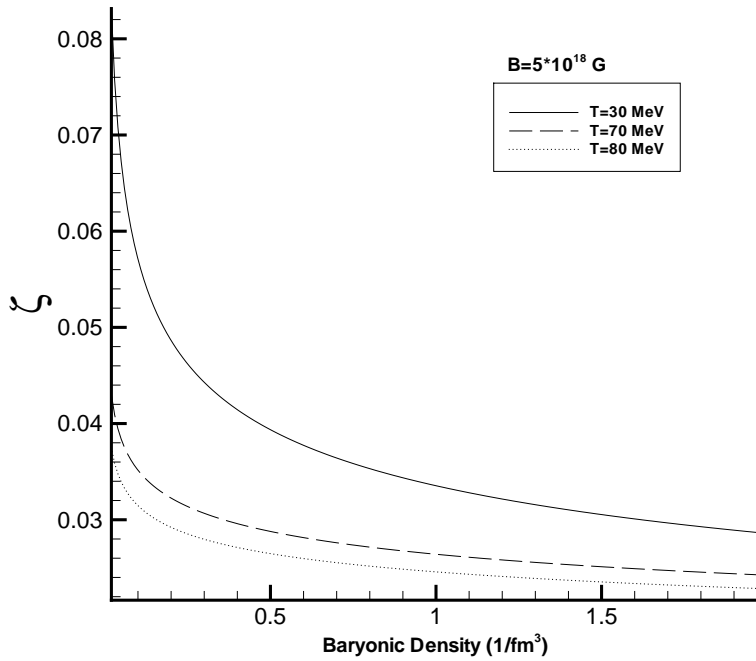


شکل ۴.۲: حالت شبه پایدار به صورت تابعی از پارامتر قطبش برای چگالی های مختلف در سه دما.

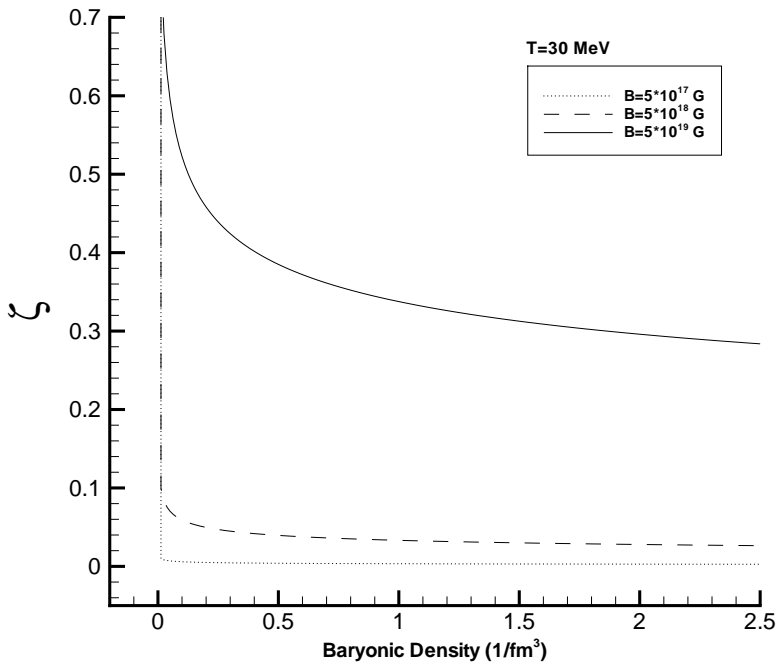
شود و مقدار حدی افزایش می یابد.

نمودار پارامتر قطبش به صورت تابعی از میدان مغناطیسی در چگالی ثابت و در دماهای مختلف در شکل (۷.۲) ترسیم شده است. همان طور که می توان دید در میدان های مغناطیسی کمتر از $B = 5 \times 10^{17} G$ پارامتر قطبش تقریباً صفر است اما در میدان های مغناطیسی بالاتر پارامتر قطبش به سرعت افزایش می یابد. همچنین می توان مشاهده کرد که در میدان های مغناطیسی بالاتر با افزایش دما پارامتر قطبش کاهش بیشتری دارد. در شکل (۸.۲)، نمودار چگالی انرژی آزاد به صورت تابعی از چگالی انرژی کل رسم شده است. مشاهده می شود که در هر دما با افزایش چگالی، انرژی سیستم نیز افزایش می یابد. همچنین می توان دید که با افزایش دما در چگالی ثابت، انرژی کاهش می یابد، این کاهش انرژی در چگالی های بالاتر بیشتر مشهود است.

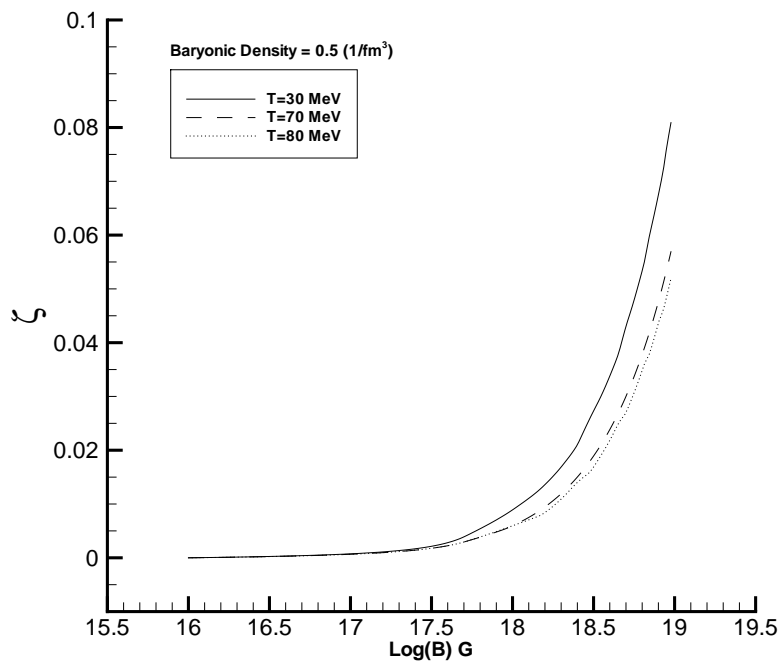
نمودار معادله حالت ماده کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$ به صورت تابعی از چگالی سیستم در شکل (۹.۲) رسم شده است. از این نمودار می توان



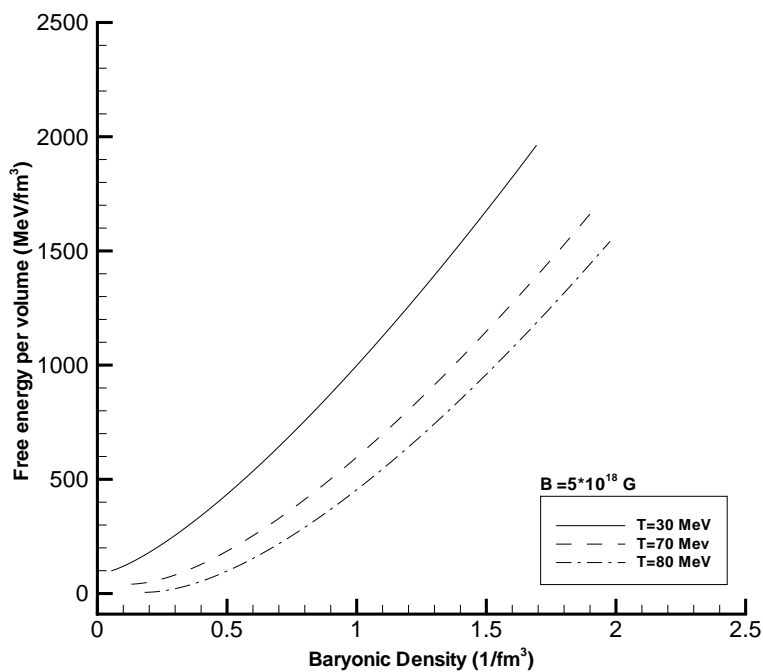
شکل ۵.۲: پارامتر قطبش در نقاط کمینه انرژی در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} \text{ G}$ در دماهای مختلف.



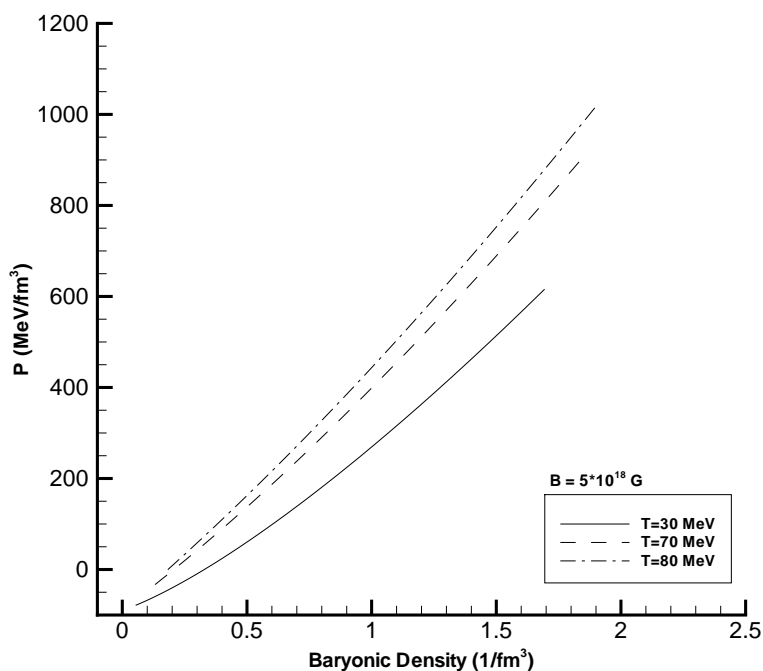
شکل ۶.۲: پارامتر قطبش در نقاط کمینه انرژی در حضور میدان های مغناطیسی مختلف و در دمای $T = 30 \text{ MeV}$.



شکل ۷.۲: پارامتر قطبش به صورت تابعی از میدان مغناطیسی در دماهای مختلف.



شکل ۸.۲: چگالی انرژی آزاد به صورت تابعی از چگالی سیستم در دماهای مختلف در میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$.



شکل ۹.۲: معادله حالت به صورت تابعی از چگالی سیستم در دماهای مختلف در میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$.

فهمید که با افزایش چگالی فشار سیستم نیز افزایش می یابد. همچنین با افزایش دما در چگالی ثابت، فشار نیز افزایش می یابد، این افزایش فشار در چگالی های بالاتر بیشتر می شود. به عبارت دیگر می توان گفت که با افزایش دما معادله حالت سخت تر می شود.

فصل ۳

ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین

اجرام فشرده مانند پالساها، ستاره های نوترونی و ستاره های کوارکی دارای مقدار حدی جرم (جرم ماکزیمم) می باشند، که با جرمی بیش از این مقدار حدی، تعادل هیدرواستاتیکی ستاره دیگر برقرار نیست. در این فصل به محاسبه ساختار ستاره (جرم ماکزیمم و شعاع) می پردازیم.

۱.۳ محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه

برای محاسبه ساختار ستاره های پر جرم با این فرض که ماده درونی ستاره سیال کامل باشد و همچنین ماده تشکیل دهنده ستاره یکنواخت باشد، از معادلات تعادل هیدرواستاتیکی تولمن - اوپنهایمر - وولکوف (TOV) بهره می گیریم [۲۰]. با توجه به اینکه ستاره های کوارکی اجرامی نسبیته هستند، برای محاسبه ساختار باید از فرم نسبت عام معادلات TOV استفاده نماییم.

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\varepsilon(r)}{r^2} \left(1 + \frac{P(r)}{\varepsilon(r)c^2}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{M(r)c^2}\right) \left(1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r}\right)^{-1}$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r)$$

در این معادلات P فشار سیستم بر حسب dyne/cm^2 ، ε چگالی انرژی بر حسب gr/cm^3 و G ثابت گرانشی می باشد. برای حل این معادلات شرایط مرزی را اعمال می کنیم. فشار مرکزی ستاره $P(r=0) = P_c$ همان فشار بدست آمده از حل معادله حالت می باشد. فشار

روی سطح ستاره را صفر در نظر می گیریم ($P(r = R) = 0$) که در آن شعاع ستاره می باشد. همچنین از جرم مرکز ستاره صرف نظر می کنیم ($M(r = 0) = 0$). بنابراین جرم و شعاع ستاره با انتگرال گیری روی معادلات TOV بدست خواهد آمد. جرم کلی ستاره را به صورت $M = m(R)$ نشان می دهیم.

۲.۳ نتایج محاسبه ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی

محاسبات مربوط به ستاره کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} G$ در دماهای $T = 0 MeV$ ، $T = 30 MeV$ ، $T = 70 MeV$ و $T = 80 MeV$ در جدول های (۱.۳) تا (۴.۳) آمده است. همان طور که از داده های موجود مشاهده می شود با افزایش فشار مرکزی ستاره در هر دما، چگالی جرمی نیز افزایش می یابد تا به مقدار حدی می رسد. همچنین می توان مشاهده کرد که شعاع ستاره با افزایش جرم افزایش می یابد تا به مقدار حدی که همان شعاع ستاره است، برسد. از مقایسه جدول ها در دماهای مختلف می توان مشاهده نمود که با افزایش دما، جرم حدی و همچنین شعاع ستاره کاهش می یابد. در جدول های (۵.۳) و (۶.۳) به ترتیب، داده های مربوط به ساختار ستاره کوارکی در غیاب میدان مغناطیسی و ستاره کوارکی پلاریزه در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{19} G$ ، در دمای $T = 30 MeV$ نشان داده شده است. از اطلاعات این جدول و جدول (۲.۳) می توان مشاهده نمود که با افزایش میدان مغناطیسی جرم حدی و شعاع ستاره کاهش می یابد.

جدول ۱.۳: داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای صفر و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} G$.

$P_c (10^{33} \frac{dyne}{cm^2})$	$\epsilon_c (10^{14} \frac{gr}{cm^3})$	$R(km)$	$M(M_{sun})$
۵۰/۶۵	۸/۷۶	۴/۵۲	۰/۱۶
۷۶/۸۰	۹/۷۱	۵/۸۰	۰/۳۵
۱۰۳/۴۹	۱۰/۶۹	۶/۵۲	۰/۵۱
۲۱۷/۳۳	۱۴/۸۲	۷/۶۲	۰/۹۳
۳۱۲/۲۴	۱۸/۱۵	۷/۸۴	۱/۱۰
۴۱۵/۴۳	۲۱/۶۶	۷/۸۹	۱/۲۰
۵۲۴/۰۴	۲۵/۳۲	۷/۸۶	۱/۲۶۶
۶۳۳/۷۱	۲۹/۱۴	۷/۸۰	۱/۳۰۱
۷۰۵/۸۶	۳۱/۷۵	۷/۷۶	۱/۳۱۵
۸۱۴/۳۷	۳۵/۷۸	۷/۶۸	۱/۳۲۷
۸۹۲/۰۹	۳۸/۵۲	۷/۶۳	۱/۳۳۱
۹۳۵/۲۲	۳۹/۹۲	۷/۶۰	۱/۳۳۳
۹۸۳/۰۳	۴۱/۳۲	۷/۵۷	۱/۳۳۴
۱۰۳۷/۴۰	۴۲/۷۵	۷/۵۳	۱/۳۳۴
۱۱۰۰/۴۰	۴۴/۱۸	۷/۴۹	۱/۳۳۴
۱۱۷۵/۰۰	۴۵/۶۴	۷/۴۴	۱/۳۳۳۳

جدول ۲.۳: داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 \text{ MeV}$ و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} \text{ G}$.

$P_c (10^{33} \frac{\text{dync}}{\text{cm}^2})$	$\varepsilon_c (10^{14} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3})$	$R(\text{km})$	$M(M_{\text{sun}})$
۱۵۵.۳۹	۸.۸۱	۲.۶۹	۰.۰۳۵
۱۷۱.۴۱	۹.۲۶	۳.۷۳	۰.۰۹۶
۲۱۹.۴۷	۱۰.۵۸	۵.۳۳	۰.۲۹۴
۲۶۷.۵۳	۱۱.۹۳	۶.۱۲	۰.۴۶۷
۳۱۵.۵۹	۱۳.۳۲	۶.۵۸	۰.۶۰۶
۳۶۳.۶۵	۱۴.۶۸	۶.۸۷	۰.۷۱۶
۴۱۱.۷۱	۱۶.۰۸	۷.۰۷	۰.۸۰۵
۵۰۷.۸۳	۱۸.۸۸	۷.۲۸	۰.۹۳۵
۶۰۳.۹۵	۲۱.۶۷	۷.۳۷	۱.۰۲۳
۶۵۲.۰	۲۳.۰۹	۷.۳۹	۱.۰۵۶
۷۴۸.۱۳	۲۵.۹۵	۷.۴۱	۱.۱۰۷
۷۹۶.۱۹	۲۷.۳۸	۷.۴۰	۱.۱۲۷
۸۴۴.۲۵	۲۸.۸۱	۷.۴۰	۱.۱۴۴
۸۹۲.۳۱	۳۰.۲۳	۷.۳۸	۱.۱۵۸
۹۴۰.۳۷	۳۱.۶۶	۷.۳۷	۱.۱۷۰
۹۵۶.۳۹	۳۲.۱۴	۷.۳۷	۱.۱۷۴

جدول ۳.۳: داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 70 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی $10^{18} G \times 0.5$.

$P_c (10^{33} \frac{dyne}{cm^2})$	$\varepsilon_c (10^{14} \frac{gr}{cm^3})$	$R (km)$	$M (M_{sun})$
۱۸۵.۸۳	۹.۰۱	۲.۳۶۷۲	۰.۰۲۴
۲۰۱.۸۵	۹.۴۱	۳.۴۱۲۸	۰.۰۷۴
۲۴۹.۹۱	۱۰.۶۳	۵.۰۰۹۲	۰.۲۴۸
۳۶۲.۰۵	۱۳.۵۶	۶.۴۳۰۴	۰.۵۷۸
۴۵۸.۱۷	۱۶.۱۰	۶.۹۰۲۸	۰.۷۶۴
۵۵۴.۲۹	۱۸.۷۰	۷.۱۳۱۲	۰.۸۹۱
۶۹۸.۴۷	۲۲.۶۰	۷.۲۷۴	۱.۰۱۵
۷۴۶.۵۳	۲۳.۹۲	۷.۲۹۳۲	۱.۰۴۴
۷۹۴.۵۹	۲۵.۲۶	۷.۳۰۴	۱.۰۶۹
۸۴۲.۶۵	۲۶.۵۹	۷.۳۰۸	۱.۰۹۱
۸۹۰.۷۱	۲۷.۹۰	۷.۳۰۶۸	۱.۱۱۰
۹۸۶.۸۳	۳۰.۵۷	۷.۲۹۳۶	۱.۱۴۰
۱۰۳۴.۸۹	۳۱.۹۱	۷.۲۸۲۸	۱.۱۵۲
۱۰۸۲.۹۵	۳۳.۲۵	۷.۲۷۰۴	۱.۱۶۳
۱۱۳۱.۰۱	۳۴.۶۲	۷.۲۵۶۴	۱.۱۷۲
۱۱۴۷.۰۳	۳۵.۰۶	۷.۲۵۱۲	۱.۱۶۴

جدول ۴.۳: داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 80 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} G$.

$P_c(10^{33} \frac{dync}{cm^2})$	$\varepsilon_c(10^{14} \frac{gr}{cm^3})$	$R(km)$	$M(M_{sun})$
۶۰۷.۱۵	۶.۹۵	۰.۹۶	۰.۰۰۱
۶۲۳.۱۷	۷.۲۱	۱.۹۶	۰.۰۱۱
۷۱۹.۲۹	۸.۸۵	۴.۱۹	۰.۱۱۷
۷۸۳.۳۷	۹.۹۵	۴.۸۹	۰.۱۹۶
۸۴۷.۴۵	۱۱.۱۱	۵.۳۷	۰.۲۷۱
۹۱۱.۵۳	۱۲.۲۷	۵.۷۱	۰.۳۴۰
۹۷۵.۶۱	۱۳.۴۷	۵.۹۶	۰.۴۰۲
۱۰۳۹.۷۰	۱۴.۷۰	۶.۱۶	۰.۴۵۷
۱۱۶۷.۸۶	۱۷.۱۸	۶.۴۲	۰.۵۵۲
۱۲۹۶.۰۲	۱۹.۷۵	۶.۵۹	۰.۶۲۸
۱۳۶۰.۱۰	۲۱.۰۵	۶.۶۴	۰.۶۶۰
۱۴۸۸.۲۶	۲۳.۶۷	۶.۷۲	۰.۷۱۵
۱۵۵۲.۳۴	۲۵.۰۱	۶.۷۵	۰.۷۳۹
۱۶۸۰.۵۰	۲۷.۶۹	۶.۷۸	۰.۷۸۰
۱۷۲۸.۵۶	۲۸.۷۲	۶.۷۹	۰.۷۹۳
۱۷۴۴.۵۸	۲۹.۰۶	۶.۷۹	۰.۷۹۷

جدول ۵.۳: داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{19} G$.

$P_c (10^{33} \frac{dyne}{cm^2})$	$\varepsilon_c (10^{14} \frac{gr}{cm^3})$	$R (km)$	$M (M_{sun})$
۱۲۳.۳۵	۸.۵۱	۱.۹۴	۰.۰۱۲۸
۱۳۹.۳۷	۹.۴۴	۳.۳۸	۰.۰۷۰
۱۵۵.۳۹	۱۰.۰۱	۴.۱۸	۰.۱۳۷
۲۰۳.۴۵	۱۱.۵۱	۵.۴۹	۰.۳۳۶
۲۵۱.۵۱	۱۲.۹۹	۶.۱۷	۰.۵۰۲
۳۹۵.۶۹	۱۷.۵۸	۶.۹۶	۰.۸۱۵
۴۱۱.۷۱	۱۸.۰۷	۷.۰۱	۰.۸۳۸
۴۵۹.۷۷	۱۹.۶۱	۷.۰۹	۰.۸۹۸
۵۵۵.۸۹	۲۲.۶۸	۷.۱۹	۰.۹۸۷
۵۸۷.۹۳	۲۳.۷۰	۷.۲۰	۱.۰۱۰
۶۵۲.۰۱	۲۵.۷۵	۷.۲۲	۱.۰۴۸
۷۰۰.۰۷	۲۷.۳۱	۷.۲۲	۱.۰۷۱
۷۹۶.۱۹	۳۰.۴۳	۷.۲۰	۱.۱۰۶
۸۴۴.۲۵	۳۱.۹۸	۷.۱۹	۱.۱۲۰
۸۹۲.۳۱	۳۳.۵۲	۷.۱۷	۱.۱۳۱
۹۴۰.۳۷	۱۶.۹۹	۷.۱۵	۱.۱۵۱

جدول ۶.۳: داده های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 MeV$ و در حضور میدان مغناطیسی در غیاب میدان مغناطیسی.

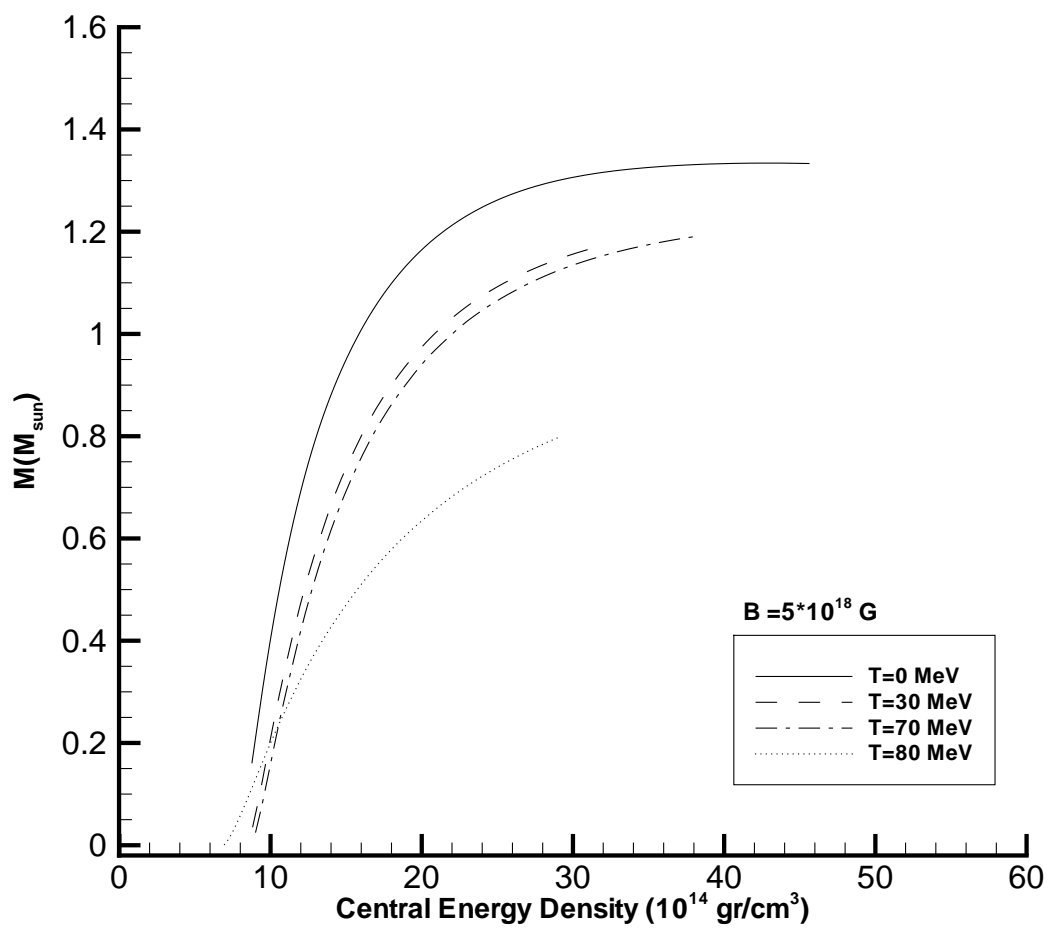
$P_c(10^{33} \frac{dyne}{cm^2})$	$\varepsilon_c(10^{14} \frac{gr}{cm^3})$	$R(km)$	$M(M_{sun})$
۷۵.۲۹	۷.۱۹	۱.۷۲	۰.۰۰۷
۱۳۹.۳۷	۹.۰۸	۶.۳۰	۰.۴۱۲
۱۸۷.۴۳	۱۰.۵۲	۷.۲۴	۰.۶۶۱
۲۳۵.۴۹	۱۱.۹۳	۷.۷۲	۰.۸۴۱
۳۳۱.۶۱	۱۴.۸۶	۸.۱۴	۱.۰۷۳
۳۷۹.۶۷	۱۶.۳۱	۸.۲۳	۱.۱۴۷
۴۲۷.۷۳	۱۷.۷۹	۸.۲۸	۱.۲۰۴
۵۲۳.۸۵	۲۰.۷۷	۸.۳۰	۱.۲۸۴
۵۷۱.۹۱	۲۲.۲۷	۸.۲۹	۱.۳۱۱
۶۶۸.۰۳	۲۵.۲۲	۸.۲۵	۱.۳۵۱
۷۱۶.۰۹	۲۶.۷۲	۸.۲۲	۱.۳۶۵
۷۶۴.۱۵	۲۸.۲۳	۸.۲۰	۱.۳۷۶
۸۱۲.۲۱	۲۹.۷۵	۸.۱۷	۱.۳۸۵
۸۶۰.۲۷	۳۱.۲۶	۸.۱۳	۱.۳۹۲
۹۰۸.۳۳	۳۲.۷۵	۸.۱۰	۱.۳۹۷
۹۵۶.۳۹	۳۴.۲۷	۸.۰۷	۱.۴۰۱

شکل های (۱.۳) و (۲.۳) ساختار ستاره را در چهار دمای مختلف $T = 0 \text{ MeV}$ ،
 $T = 30 \text{ MeV}$ ، $T = 70 \text{ MeV}$ و $T = 80 \text{ MeV}$ و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} \text{ G}$
 نشان می دهند و شکل های (۳.۳) و (۴.۳) نمودار های ساختار ستاره کوارکی پلاریزه در
 دمای $T = 30 \text{ MeV}$ و در حضور میدان های مغناطیسی $B = 0$ ، $B = 5 \times 10^{18} \text{ G}$ و
 $B = 5 \times 10^{19} \text{ G}$ می باشند.

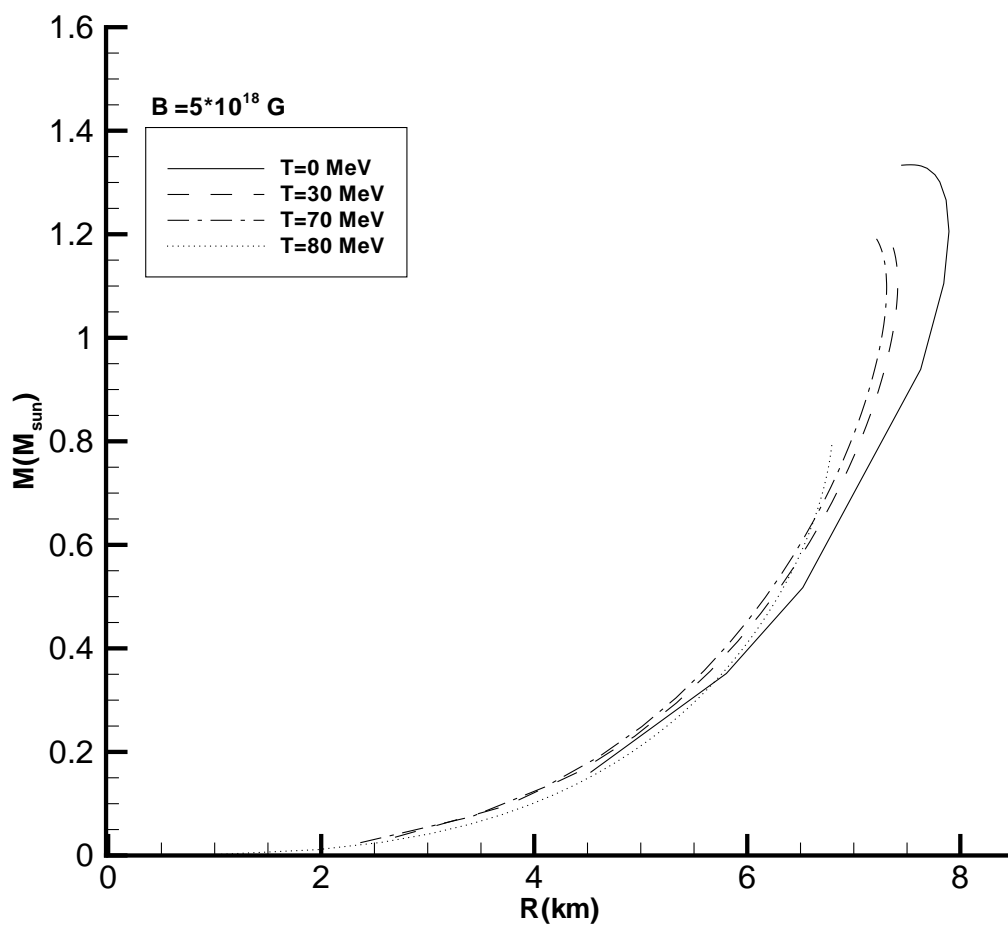
در شکل (۱.۳) نمودار جرم بر حسب چگالی انرژی ستاره کوارکی پلاریزه نشان داده
 شده است. همان طور که مشاهده می شود، با افزایش چگالی انرژی ستاره، جرم گرانشی
 به سرعت افزایش می یابد تا به مقدار حدی که همان جرم ماکزیمم ستاره است می رسد.
 همچنین از این نمودار می توان مشاهده کرد که با افزایش دما در انرژی ثابت، جرم حدی
 کاهش می یابد.

نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه به صورت تابعی از شعاع در شکل (۲.۳) ترسیم شده
 است. این نمودار نشان می دهد که با افزایش شعاع، جرم ستاره همزمان افزایش می یابد تا
 سرانجام یک حالت حدی در جرم و شعاع ایجاد می شود. همچنین می توان مشاهده نمود
 که با افزایش دمای ستاره، جرم و شعاع ستاره، هر دو کاهش می یابند.

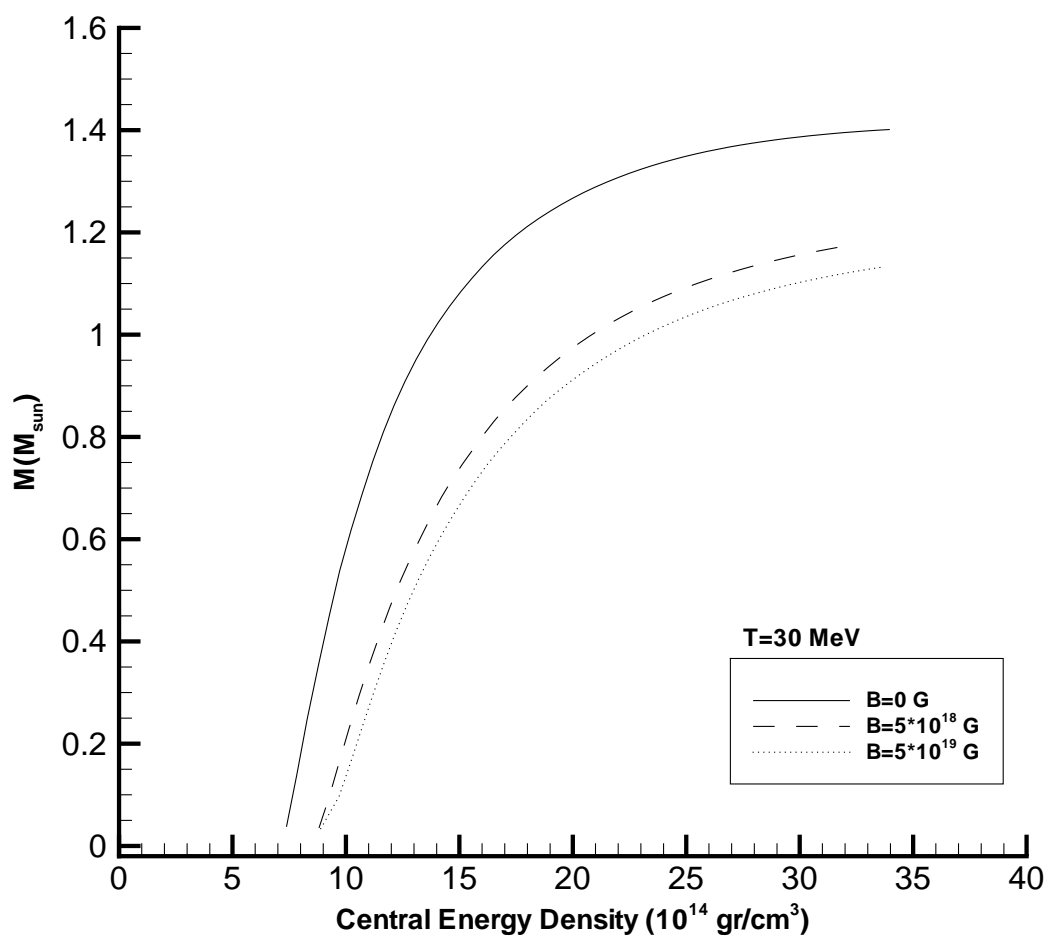
در شکل (۳.۳) نمودار جرم ستاره بر حسب چگالی انرژی در میدان های مغناطیسی
 مختلف ترسیم شده است. این نمودار نشان می دهد که در انرژی ثابت، با افزایش میدان
 مغناطیسی مقدار حدی جرم ستاره کاهش می یابد. همچنین در شکل (۴.۳) نمودار جرم
 ستاره به صورت تابعی از شعاع در حضور میدان های مغناطیسی مختلف و در دمای ثابت
 ترسیم شده است. این نمودار نشان می دهد که در دما و چگالی انرژی ثابت، جرم و شعاع
 ستاره با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می یابند.



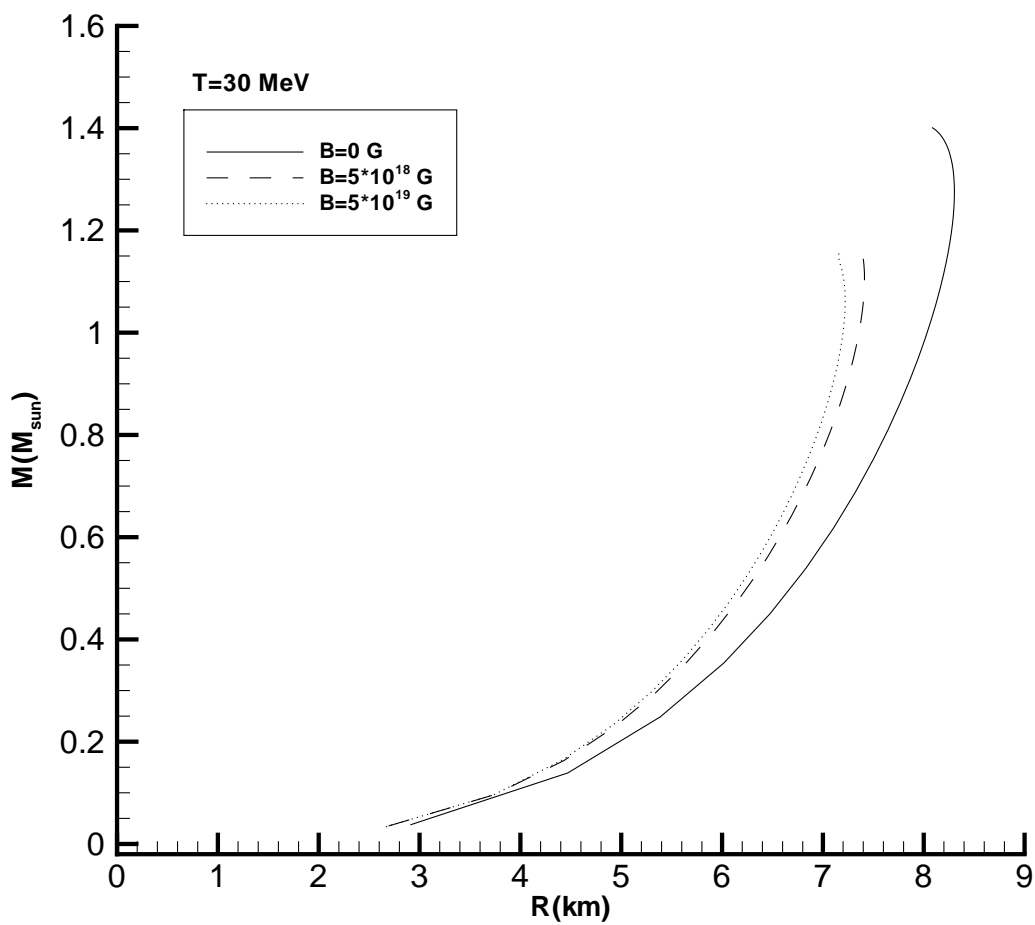
شکل ۱.۳: نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه بر حسب چگالی انرژی در دماهای مختلف و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} \text{ G}$.



شکل ۲.۳: نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه به صورت تابعی از شعاع در دماهای مختلف و در حضور میدان مغناطیسی $5 \times 10^{18} \text{ G}$.



شکل ۳.۳: نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه برحسب چگالی انرژی در دمای $T = 30 \text{ MeV}$ و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف.



شکل ۴.۳: نمودار جرم ستاره کوارکی پلاریزه به صورت تابعی از شعاع در دمای $T = 30 \text{ MeV}$ و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف.

فصل ۴

خلاصه و نتیجه گیری

ماده هسته ای متشکل از پروتون ها و نوترون ها و ... می باشد. در فشار و چگالی های بیشتر از چگالی ماده هسته ای دیواره پروتون ها و نوترون ها تحت فشار می شکنند و به اجزای تشکیل دهنده خود - کوارک های بالا و پایین - تجزیه می شوند. برهمکنش های ضعیف بین کوارک های بالا و پایین باعث تشکیل کوارک شگفت می شود. علی رغم اینکه تا کنون کوارک آزاد مشاهده نشده است اما طبق نظریه QCD در چگالی های بالا وقتی کوارک ها خیلی به هم نزدیک می شوند برهمکنش آنها خیلی ضعیف می شود و این ذرات می توانند به طور آزادانه وجود داشته باشند که به این رفتار آزادی مجانبی گویند. چنین شرایطی برای چگالی های بالا فقط بعد از رمبش ستاره های پرجرم مهیا می شود. اگر بعد از انفجار ابر نواختری نوع II چگالی موجود به اندازه کافی 10^{15} gr/cm^3 بالا باشد، مستقیماً یک ستاره کوارکی که متشکل از ماده کوارکی است، حاصل می شود. حالت دیگر تشکیل ماده کوارکی در یک ستاره پرجرم در قلب ستاره نوترونی است. اگر چگالی هسته ستاره نوترونی به اندازه کافی (10^{15} gr/cm^3) بالا باشد، یک ستاره نوترونی با قلب کوارکی حاصل می شود. اجرام فشرده ای همچون ستاره نوترونی و ستاره کوارکی نوعاً دارای میدان های مغناطیسی بالا، حدود $10^{19} - 10^{15} G$ هستند [۸]. در این کار ما به بررسی ستاره کوارکی پلاریزه در دمای معین و در حضور میدان مغناطیسی قوی پرداختیم. در این حالت کوارک های موجود در ماده کوارکی دارای اسپین های بالا و پایین خواهند بود.

برای بدست آوردن خصوصیات ماده کوارکی موجود در ستاره کوارکی، مدل کیسه ای MIT روش آماری مناسبی است [۱۱، ۱۲]. این روش کوارک های آزاد را در کیسه ای با فشار ثابت B در نظر می گیرد، که وابسته به برهمکنش کوارک - کوارک است. همان طور که از محاسبات انجام شده دیده می شود، هنگامی که ماده کوارکی پلاریزه را در حضور میدان

های مغناطیسی در نظر می گیریم، یک کمینه انرژی یا به عبارت دیگر حالت شبه پایدار در ماده کوارکی دیده می شود. با افزایش چگالی سیستم این حالت شبه پایدار به سمت حالت های غیر قطبیده میل می کند و در واقع در چگالی های بالایی از ماده کوارکی قطبیدگی از بین می رود. پارامتر دیگری که در این کار مورد توجه بوده، دما می باشد. محاسبات نشان می دهند که با افزایش دمای سیستم حالت شبه پایدار در قطبیدگی های کمتر اتفاق می افتد. همچنین نتایج نشان می دهند که با افزایش دما انرژی سیستم کاهش می یابد و متناظر با آن معادله حالت نیز سخت تر می شود.

پارامترهای مهم در بررسی خصوصیات ستاره، جرم و شعاع می باشد. بنابراین در نهایت با استفاده از معادله حالت و فرم نسبیتی معادلات TOV به بررسی ساختار ستاره پرداختیم. محاسبات نشان می دهند که با افزایش دما و میدان مغناطیسی، جرم و شعاع ستاره کاهش می یابند. نتایج این محاسبات را می توان در جدول های (۱.۴) و (۲.۴) مشاهده نمود.

در جدول (۱.۴) جرم ماکزیمم و شعاع ستاره در دماهای مختلف و در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$ ارائه شده است. همانطور که می بینیم جرم و شعاع با افزایش دما، روند کاهشی دارند. در جدول (۲.۴) مقدار جرم ماکزیمم و شعاع ستاره کوارکی در دمای $T = 30 MeV$ در حضور میدان های مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$ و $B = 5 \times 10^{19} G$ و در غیاب میدان مغناطیسی نشان داده شده است. می بینیم که با افزایش میدان مغناطیسی، جرم و شعاع ستاره کاهش می یابد. از این داده ها می توان نتیجه گرفت که با افزایش دما و میدان مغناطیسی، ستاره کوارکی پایدار تر می شود.

جدول ۱.۴: جرم ماکزیمم و شعاع ستاره کوارکی پلاریزه در دماهای مختلف و در حضور میدان مغناطیسی $B = 5 \times 10^{18} G$.

$R(km)$	$M_{max}(M_{\odot})$	$T(MeV)$
۷.۴۴	۱.۳۳	۰
۷.۳۷	۱.۱۷	۳۰
۷.۲۱	۱.۱۶	۷۰
۶.۸۰	۰.۸۰	۸۰

جدول ۲.۴: جرم ماکزیمم و شعاع ستاره کوارکی پلاریزه در دمای $T = 30 \text{ MeV}$ و در حضور میدان های مغناطیسی مختلف.

$R(\text{km})$	$M_{max}(M_{\odot})$	$B(\text{G})$
۸.۰۸	۱.۴۰	۰
۷.۳۷	۱.۱۷	5×10^{18}
۷.۱۶	۱.۱۶	5×10^{19}

کتابنامه

- [1] S. Hardeman , PhD thesis, 2007, Universiteit van Amesterdam.
- [2] M. Gell-Mann, 1964, Phys. Lett 8, 214.
- [3] G. Zweig, Cern-Reports, 1964, TH-401, TH-412.
- [4] G. H. Bordbar, M. Bigdeli and T. Yazdizadeh , 2006, Int. J. Mod. Phys. A21, 5991
- [5] T. Yazdizadeh, G. H. Bordbar, 2011, Research in Astronomy and Astrophysics, 11, 471
- [6] F. Ozel, 2006, Nature 441, 1115.
- [7] S. Boutloukos, M. van der Klis, D. Altamirano, M. Klein-Wolt, R. Wijnands, P. G. Jonker, and R. P. Fender. Discovery of Twin kHz QPOs in the Peculiar X-Ray Binary Circinus X-1. ApJ 653 1435– 1444, 2006. astro-ph/0608089.
- [8] P. Haensel, J. L. Zdunik, and R. Schaeffer, 1986, Astron. Astrophys., 160, 121.
- [9] G. H. Bordbar. and A. Peyvand, 2011, Res. Astron. Astrophys. 11, 851

- [10] G. H. Bordbar, A. Poostforush, A. Zamani, 2011, *Astrophysics*, vol. 54.
- [11] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn and V. F. Weiskopf, 1974, *Phys. Rev. D*9, 3471.
- [12] M. Alford, M. Braby, M. Paris, S. Reddy, 2005, *Astrophys. J.* 626, 969.
- [13] P. Rehberg, S. P. Klevansky , J. Hufner, 1996, *Phys. Rev. C*53, 410.
- [14] D. P. Menezes, C. Providencia, D. B. Melrose, 2006, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 32, 1081.
- [15] B. Freedman and L. McLerran, 1977, *Phys. Rev. D*16, 1130; 1977, *ibid.* 16, 1147; 1977, *ibid.* 16, 1169; 1978, *ibid.* 17, 1109.
- [16] E. Farhi and R. L. Jaffe, 1984, *Phys. Rev. D*30, 2379.
- [17] M. Parakash, J. M. Lattimer, A. W. Steiner and D. Page, 2003, *Nucl. Phys. A* 715.
- [18] Samuel S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*, (International Edition, Prentic-Hall, 1988).
- [19] C. Alcock, E. Farhi, A. Olinto, 1986, *ApJ*, 310, 261.
- [20] J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, , 1939, *Phys. Rev.*, 55, 374.

Abstract

CALCULATION OF THE THERMODYNAMIC PROPERTIES OF THE SPIN POLARIZED STRANGE QUARK STAR IN THE PRESENCE OF STRONG MAGNETIC FIELD

BY

FATEME KAYANIKHOO

In this thesis, we investigated the strange quark matter (SQM) composed of the spin-up and spin-down; up, down and strange quarks at finite temperature in the presence of the strong magnetic field using the MIT bag model. We computed the total free energy of the spin polarized SQM at finite temperature in the presence of the strong magnetic field. We found that the free energy gets a minimum at a particular value of the spin polarization parameter showing a meta-stable state. The calculation shown that by increasing temperature, the equation of state of spin polarized SQM becomes stiffer. Also, using the general relativistic TOV equation, we studied the structure of the spin polarized strange quark star (SQS). We calculated the maximum mass and corresponding radius of spin polarized SQS at different temperatures and magnetic fields. We shown that the gravitational mass of spin polarized SQS rapidly increases by increasing the central energy density. We also indicated that the mass and the radius of the spin polarized SQS decreases by increasing both temperature and magnetic field.

In The Name of God

**CALCULATION OF THE
THERMODYNAMIC PROPERTIES OF
THE SPIN POLARIZED STRANGE
QUARK STAR IN THE PRESENCE OF
STRONG MAGNETIC FIELD**

By

Fateme Kayanikhoo

Thesis

Submitted to the Department of Graduate Studies in Partial Fulfillment of the
Requirement of the Degree of Master of Science (M.Sc)

In

Astrophysics

Shiraz University

Islamic Republic of Iran

Evaluated and approved by thesis committee as:

Dr. Gholam Hossein Bordbar, Phd, Professor of Physics (Chairman)

Dr. Mohammad Hossein Dehghani , Phd, Professor of Physics

Dr. Mahdi Jahanmiri, Phd, Associate Professor of Physics

Dr. Ahmad Poostforush, Phd, Assistant Professor of Physics

Jan 2012



Shiraz University
Faculty of Science

M. S. Thesis in Astrophysics

**CALCULATION OF THE
THERMODYNAMIC
PROPERTIES OF THE SPIN
POLARIZED STRANGE
QUARK STAR IN THE
PRESENCE OF STRONG
MAGNETIC FIELD**

By

Fateme Kayanikhoo

Supervisor

Dr. Gholam Hossein Bordbar

Jan 2012