بسم الله الرحمن الرحيم

دانشکده علوم پایه

پایان نامه ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش اتمی-مولکولی

بررسی انبساط پلاسما به خلأ با در نظر گرفتن یون‌های گرم با استفاده ازشبیه‌سازی معادله‌ی ولاسوف

استاد راهنما:
دکتر رضا شکوهی

استاد مشاور
دکتر جعفر اسماعیلی

پژوهشگر:
مهدی ملکی

شهریور ماه ۱۳۹۲

کلیه حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات، ابتکارات

و نوآوری های ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه

متعلق به دانشگاه شهرکرد است.

قدردانی

سپاس بی‌کران، پروردگار یکتا را که هستی و سلامتیمان بخشید و به اینجانب توفیق همراهی رهروان عرصه علم را ارزانی داشت. سپاس و تشکر صمیمانه از اساتید محترم، به خصوص اساتید عزیز و ارجمندم جناب آقای دکتر رضا شکوهی و جناب آقای دکتر جعفر اسماعیلی که صمیمانه و با صبری زیبا با رهنمودهای خود روشنایی بخش راه اینجانب بوده‌اند. هرآنچه تقدیم می‌کنم حاصل آموخته‌هایم در این مکان مقدس است که باز هم به دلیل مرحمت و اشارات بی شائبه ایشان است. همچنین تقدیر و تشکر از خانواده محترم خودم، مادر،پدر و مادر همسرم، فرزندان و همسر گرامیم که به راستی در سختی‌های این دوره شریک و همراهی دلسوز بوده‌اند و همچنین مشوقی بودند تا در کمال آرامش و آسایش خاطر بتوانم این راه را طی کنم. در نهایت از تمامی کارکنان، دوستان و عزیزانی که در این دوره لطفشان شامل حال اینجانب شده، تقدیر و تشکر می‌کنم.

چکیده:

در این پایان‌نامه، انبساط یک پلاسمای یک بعدی بدون برخورد به خلأ با در نظرگرفتن آثار جنبشی ذرات در غیاب میدان مغناطیسی در حالت‌های غیر نسبیتی و نسبیتی مورد مطالعه قرار گرفته است. برای بررسی چنین فرآیندی، از یک کد شبیه‌سازی جنبشی استفاده شده است. در این کد شبیه‌سازی، معادله‌ی ولاسوف با استفاده از روش مشخصه‌ها برای الکترون‌ها و یون‌ها حل شده است. به منظور بررسی صحت و پایداری کد شبیه‌سازی پایستگی انرژی، پایستکی آنتروپی و دینامیک سالیتون مورد مطالعه قرار گرفته است. در این بررسی‌ها نشان داده شده است که انرژی سامانه و آنتروپی با خطای کمتر از ۰/۱درصد پایسته مانده است. از طرف دیگر پایداری سالیتون یون – صوت مطرح شده با شرایط اولیه در این روش، صحت کد شبیه‌سازی را نشان می‌دهد. در نهایت اثر دمای یون‌ها بر روی انبساط پلاسما به خلأ در حالت‌های نسبیتی و غیر نسبیتی مورد مطالعه قرار گرفته است. نشان داده شده است که هر چه دمای یون‌ها بیشتر باشد انبساط سریع‌تری را در هر دو حالت شاهد خواهیم بود.

کلید واژه- انبساط،پلاسما، ولاسوف، شبیه‌سازی، نسبیتی

فهرست مطالب

عنوان شماره صفحه

فصل اول- مقدمه **۱**

فصل دوم- تاریخچه و مفاهیم وپایه **۴**

۲-۱- مفـاهیم پایـه ۴

۲-۲- تاریخچه ۶

فصل سوم- مبانی نظری انبساط پلاسما به خلأ **۹**

۳-۱- انبساط پلاسما به خلأ در یک فرایند همـدما ۹

۳-۲- انبساط پلاسما به خلأ در یک فرایند بـی‌دررو ۱۰

۳-۳- فرایند انبساط پلاسما در قالب یک مـدل کـل ۱۰

۳-۴- مدل فیزیکی انبساط پلاسمابه خلأ و معادلات پایـه ۱۰

۳-۵- بررسی نواحی مختلف انبساط پلاسما به خلأ با توجه به مکان جبهه یونی ۱۴

۳-۶- انبساط پلاسما از دیدگاه نظریه جنبشی ذرات ۱۸

۳-۷- بررسی تعدادی از مطالعات انجام شده بر روی انبساط پلاسما به خلأ در دهه‌های اخیر ۲۶

فصل چهارم- شبیه سازی سامانه معادلات **۴۱**

۴-۱- روش‌های شبیه سازی پلاسما ۴۱

۴-۲- روش مشخصه ها ۴۱

۴-۳- حل معادله ولاسوف به روش مشخصه ها ۴۴

۴-۴- شبیه سازی معادله ولاسوف ۴۵

۴-۵- شبیه سازی سامانه معادلات تحول ذرات درفرآیند انبساط پلاسما به خلأ ۴۵

۴-۶- الگوریتم کد شبیه سازی ۴۶

۴-۷- زیر برنامه‌ها ۴۷

۴-۸- قسمت اصلی برنامه ۵۱

۴-۹- پایستگی انرژی و آنتروپی به عنوان معیاری از پایداری کد ۵۵

۴-۱۰- دینامیک سالیتون به عنوان آزمون جدیِ پایداری کد ۵۷

فصل پنجم- بررسی اثر دمای یون‌ها و الکترون‌ها در انبساط پلاسما به خلأ در قالب دینامیک جنبشی ذرات **۷۳**

۵-۱- مقایسه بی بعد سازی‌ها ۷۴

۵ -۲. اثر نسبت‌های دمایی مختلف یون‌ها به الکترون‌ها بر انبساط پلاسما به خلأ ۷۵

۵-۲-۱. اثر دمای الکترون‌ها در انبساط پلاسما ۷۷

۵ -۲-۲. اثر دمای یون‌ها در قالب شبیه‌سازی ۸۹

۵-۳. بررسی نسبیتی انبساط پلاسما به خلأ ۹۳

۵-۳-۱. مقدمه‌ای کوتاه بر مفاهیم نسبیت ۹۳
۵-۳-۲ معادله‌ی ولاسوف و تابع توزیع نسبیتی ماکسول ۹۸
۵-۳-۳. بررسی اثر دمای یون‌ها در انبساط پلاسمای بدون برخورد در محدوده نسبیتی ۱۰۰
۵-۳-۴. بررسی اثر دمای الکترون‌ها در انبساط پلاسمای بدون برخورد در محدوده نسبیت ۱۰۶

نتیجه گیری ۱۱۴
پیشنهادات ۱۱۶
منابع ۱۱۷

فهرست شکل‌ها

عنوان شماره صفحه

شکل ۳-۱- نمایه چگالی الکترونی ویونی و میدان الکتریکی ۱۴
شکل ۳-۲- نمایش وضعیت($x, \dot{p}$) یک ذره و سرعت آن در فضای فـاز ۲۳
شکل ۳-۳- مسیرهای فضای فاز برای یک ذره یک بعدی ۲۵
شکل ۳-۴- تغییرات تابع توزیع u ۲۸
شکل ۳-۵- نمایه چگالی الکترونی و یونی در زمان شروع انبساط ۲۹
شکل ۳-۶- چگالی الکترون‌ها و یون‌ها بر حسب مکان در زمان‌های مختلف ۳۱
شکل ۳-۷- سرعت یون‌ها بر حسب مکان در زمان‌های مختلف ۳۲
شکل ۳-۸ -نمایه جدایی بارها در زمان $\omega_{pi}t=50$ ۳۴
شـکل ۳-۹- میـدان الکتریکـی در لحظـه $\omega_{pi}t=50$ بـر حسـب مکـان ۳۴
شـکل ۳-۱۰- میـدان الکتریکـی در محـل جبهـه در طـول زمـان ۳۵
شکل ۳-۱۱- نمایه سرعت ماکزیمم ۳۶
شکل ۳-۱۲- ساختار چگالی یونی درمحل جبهه ۳۶
شکل ۳-۱۳- پروفایل چگالی یونی قبل از انبساط ۳۷
شکل ۳-۱۴- پروفایل چگالی یونی برحسب مکان برای مقادیر مختلف κ ۳۹
شکل ۳-۱۵- سرعت یونی در محل جبهه بر حسب زمان برای مقادیرمختلف κ ۳۹
شکل ۳-۱۶- پروفایل چگالی الکترونی برحسب مکان برای مقادیر مختلف κ در زمان t=۱۵. ۴۰
شکل ۳-۱۷. پروفایل چگالی یونی برحسب مکان برای مقادیر مختلف κ در زمان۱۵ =t. ۴۰
شکل ۴-۱- دیاگرام مشخصه ها ۴۳
شکل ۴-۲- تغییرات منحنی اصلی ۴۴
شکل ۴-۳- چینش نقاط فاز ۴۸
شکل ۴-۴- الگوریتم حلقه اولیه ۵۳
شکل ۴-۵- الگوریتم مربوط به قسمت حلقه اصلی برنامه ۵۴
شکل ۴-۶- پایستگی انرژی سامانه شبیه‌سازی ۵۶
شکل ۴-۷- پایستگی آنتروپی سامانه شبیه‌سازی ۵۶
شکل ۴-۸- ذره به دام افتاده ۵۸
شکل ۴-۹- پتانسیل مثبت سالیتونی ۵۸
شکل ۴-۱۰- میدان الکتریکی مربوط به پتانسیل الکتریکی سـالیتونی ۵۹
شکل ۴-۱۱- سرعت حفره‌ی الکترونی بر حسب دامنه موج(ψ) با نسبت‌های مختلف دمایی τ ۶۶
شـکل ۴-۱۲- سـرعت حفـره‌ی الکترونـی بـر حسـب دامنـه مـوج(ψ) بـا تعـداد ذرات محبـوس (β) ۶۶
شکل ۴-۱۳- سرعت حفره‌ی یونی بر حسب دامنه موج(ψ)با نسبت‌های مختلف دمایی τ ۶۷
شکل ۴-۱۴- سرعت حفره‌ی یونی بر حسب دامنه موج(ψ)با تعداد ذرات محبوس (β)مختلف ۶۷
شکل ۴-۱۵- نمودار تابع توزیع یونی شمل ۶۸
شکل ۴-۱۶- نمودار تابع توزیع الکترونی شمل ۶۸
شکل ۴-۱۷- نمودار پتانسیل کلاسیکی $V(\varphi)$ به ازای مقادیر مختلف ψ ۶۹

شکل ۴-۱۸- پایستگی انرژی سامانه شبیه‌سازی دینامیک سالیتون ۶۹
شکل ۴-۱۹- پایستگی آنتروپی سامانه شبیه‌سازی دینامیک سالیتون ۷۰
شکل ۴ -۲۰- پروفایل‌های پتانسیل(موج سالیتونی) در طول زمان ۷۰
شکل ۴-۲۱- پروفایل های میدان الکتریکی در طول زمان ۷۱
شکل ۴-۲۲- پروفایل‌های چگالی یونی در طول زمان ۷۱
شکل ۴-۲۳- پروفایل های چگالی الکترونی در طول زمان ۷۲
شکل ۵-۱- چگالی تیغه پلاسما به خلأ قبل از شروع انبساط ۷۶
شکل ۵ -۲- بیشینه میدان الکتریکی بر حسب زمان ۷۸
شکل ۵-۳- نمودار چگالی الکترونی در زمان $\omega_{pi}t = 0.4$ ۷۹
شکل ۵-۴- نمودار چگالی یونی در زمان $\omega_{pi}t = 0.4$ ۷۹
شکل ۵-۵- چگالی الکترونی با τ های مختلف در زمان $\omega_{pi}t = 14$. ۸۰
شکل ۵-۶- نمودار چگالی یون‌ها با τ های مختلف در زمان‌های متفاوت ۸۱
شکل ۵-۷- نمودار کامل چگالی یون‌ها با τ های مختلف در زمان‌های مختلف ۸۲
شکل ۵-۸- سرعت یون‌ها در محل جبهه یونی بر حسب زمان برای مقادیر مختلف τ ۸۳
شکل ۵-۹- بیشینه میدان الکتریکی جبهه‌ی یونی یون‌های گرم بر حسب زمان ۸۵
شکل ۵-۱۰- سرعت جبهه‌ی یونی بر حسب زمان برای τ های مختلف ۸۶
شکل ۵-۱۱- چگالی الکترونی در زمان‌های متفاوت برای τ های مختلف ۸۷
شکل ۵-۱۲- نمودار چگالی یون‌ها با τ های مختلف در زمان‌های متفاوت ۸۸
شکل ۵-۱۳- بیشینه میدان الکتریکی بر حسب زمان برای τ های مختلف. ۹۰
شکل ۵-۱۴-نمودار چگالی یون‌ها با τ های مختلف در سه زمان‌متفاوت ۹۱
شکل ۵-۱۵- نمودار چگالی الکترون‌ها با τ های مختلف در سه زمان متفاوت ۹۲
شکل ۵-۱۶- سرعت جبهه‌ی یونی بر حسب زمان برای τ های مختلف ۹۲
شکل ۵-۱۷- مخروط نوری ۹۴
شکل ۵-۱۸- مسیر فضا-زمان دو رویداد در دستگاه مختصات s, s'. ۹۴
شکل ۵-۱۹- بیشینه میدان الکتریکی بر حسب زمان. ۱۰۲
شکل ۵-۲۰- نمودار چگالی یون ها نسبیتی. ۱۰۳
شکل ۵-۲۱- نمودار چگالی الکترون‌های نسبیتی. ۱۰۴
شکل ۵-۲۲- سرعت نسبیتی جبهه‌یونی بر حسب زمان ۱۰۵
شکل ۵-۲۳- اندازه حرکت نسبیتی یون‌ها در جبهه یونی ۱۰۵
شکل ۵-۲۴- بیشینه میدان الکتریکی بر حسب زمان برای مقادیر مختلف τ. ۱۰۸
شکل ۵-۲۵- نمودار چگالی الکترون های نسبیتی ۱۰۹
شکل ۵-۲۶- نمودار چگالی یون‌ها نسبیتی ۱۱۲
شکل ۵-۲۷- سرعت نسبیتی جبهه‌یونی بر حسب زمان برای مقادیر مختلف τ ۱۱۳

فصل اول

مقدمه

فرآیند انبساط پلاسما به خلأ یکی از مسائل مورد علاقه برای بررسی در چند دهه‌ی اخیر بوده است. این فرآیند یک پدیده غیر خطی است که در بسیاری از سامانه‌های موجود در طبیعت مثل برهم کنش پلاسمای زمینی با اجسام سریع مثل ماهواره‌ها، یا پدیده بادهای قطبی قابل مشاهده است. در سامانه‌های آزمایشگاهی و صنعتی مانند فرآیند برهم‌کنش لیزر با یک هدف که می‌تواند تیغه پلاسما، گاز و یا تیغه جامد باشد نیز این پدیده روی می‌دهد [۴-۱]. فرآیند انبساط به خلأ می‌تواند برای یک گاز کاملاً خنثی نیز اتفاق بیفتد. انبساط یک گاز خنثی در اثر اختلاف فشار بین دو قسمت در یک گاز که به هر دلیلی مثل اختلاف دما یا چگالی بوجود آمده است، پدیدار می‌شود. در این پدیده ذرات از قسمت‌های پرفشار به ناحیه‌های کم فشار پیشروی می‌کنند. بسیاری از سامانه‌ها در طبیعت شامل پلاسماهایی هستند که چگالی آن‌ها در تمام نقاط یکسان نیست. همچنین در بسیاری از سامانه‌ها، پلاسما در قسمتی از فضا محدود هستند و به ناچار مرزهایی با خلأ پیدا می‌کنند وقتی پلاسما دارای یک مرز با خلأ باشد ذرات پلاسما به دلیل اختلاف فشار درونی خود به سمت خلأ پرتاب می‌شوند و پدیده انبساط پلاسما به خلأ روی می‌دهد. به طور مثال با تابش پالس‌های لیزری شدید به یک تیغه نازک جامد یا گاز، پلاسمایی تشکیل می شود که دارای الکترون‌هایی با انرژی بالا است. الکترون‌ها به دلیل جرم کم‌شان سریع‌تر از یون‌ها منبسط شده و جدایی بارها اتفاق می‌افتد که این اثر باعث ایجاد میدان الکتریکی قوی و شتاب گرفتن یون‌ها می‌شود. در دهه‌های اخیر انبساط پلاسمای بدون برخورد به خلأ با توجه به آثار جنبشی و هیدرودینامیکی الکترون‌ها و یون‌ها به صورت نظری و آزمایشگاهی مورد مطالعه قرار گرفته است [۸-۵].

برهم‌کنش لیزر با پلاسما از علوم روز دنیا است که با پیشرفت‌های اخیر لیزر، شاخه‌های مهم و جدیدی را فراهم نموده است. برهم‌کنش پالس‌های شدید لیزر با مواد جذابیت‌های بسیاری در فیزیک ایجاد کرده است. برهم‌کنش پالس‌های شدید لیزر با پلاسما منبع خوبی برای تولید ذراتی مانند الکترون، پروتون ویون‌های سنگین است. نحوه‌ی شروع در همه‌ی فرایندهای موجود در برهم‌کنش لیزر پلاسما، ابتدا تولید پلاسما به

وسیله قسمت ابتدایی پالس لیزر است اگر شدت پالس زیاد باشد باریکه الکترونی سریعی تشکیل می‌شود که از هدف عبور می‌کند. چنانچه هدف یک نمونه گاز باشد باریکه‌یون الکترونی با انرژی حدود چند صد مگا الکترون ولت خواهیم داشت و اگرهدف یک فویل جامد باشد جریانی از پروتون‌ها ویون‌های پر انرژی نیز داریم[۱۱-۹]. در یک مشاهده تجربی یک پالس پر توان لیزر co_2 بر روی یک هدف مسطح از جنس پلی‌اتیلن تابانده می‌شود، یک جریان یونی پس از تابش پالس بر هدف دیده می شود. اگر توان پالسِ تابشی از مرتبه 10^{12} w/cm^2 باشد، یک پلاسمای گرم ایجاد می‌شود. در تابش‌های با توان بالاتر که در آستانه 10^{12} w/cm^2 ×۵ هستند، علاوه بر تولید پلاسمای گرم یک جریان یونی پر انرژی نیز مشاهده می‌شود. مشاهدات انجام شده حاکی از آن است که یون‌های با جرم و بار متفاوت در طول مدتی که فرآیند انبساط به انرژی‌هایی از مرتبه ۱۰۰ kev و بالاتر می‌رسد تولید شده و شتاب گرفته اند. مثلاً در حد 2×10^{14} w/cm^2، انرژی یون‌های H^+ از مرتبه ۱۴۰ kev است. در این فرآیند یون‌ها به سرعت‌های مافوق صوت می‌رسند. یکی از کاربردهای یگر برهم‌کنش لیزر پلاسما تولید الکترون‌های شتاب‌دار پر انرژی و استفاده از آن در تابش درمانی است. با استفاده از نسل جدید لیزرهای پرتوان، امکان تولید پرتوهای لیزر با شدت حدود 10^{18} w/cm^2 بوجود آمده است. از بر هم کنش این پرتوهای لیزر پرتوان با محیط پلاسمای گازی میدان الکتریکی در حدود 10^{10} v/m بوجود می آید. میدان الکتریکی بوجود آمده ذرات محیط پلاسمایی را شتاب داده و این ذرات شتابدار پر انرژی، امروزه نقش مهمی در زمینه تابش درمانی ایفا می کنند. اکنون پرسش اینست که: این جریان‌های پر انرژی ذرات چگونه تولید می‌شود؟ چه چیزی باعث سرعت بسیار زیاد این ذرات(الکترون‌ها، پروتون‌ها و یون‌ها) می‌شود؟ جواب به این نوع پرسش‌ها بررسی و پژوهش در زمینه انبساط پلاسما به خلأ را می‌طلبد [۱۲].

در فصل دوم این پایان نامه به چند مفهوم پایه‌ای و مهم در پلاسما که نقش پر رنگی در مطالعه انبساط پلاسما به خلأ دارند می‌پردازیم و در ادامه تاریخچه‌ی تحقیقات و مطالعاتی را که بر روی مبحث انبساط پلاسما انجام و باعث نگاهی دقیق‌تر به این مبحث شده است را بیان خواهیم کرد.

در فصل سوم مدل‌های مختلف و متداولی که در مبحث انبساط پلاسما به خلأ مطرح است، را مورد بررسی و مطالعه قرار می‌دهیم. در این قسمت بخشی از مهم‌ترین مطالب و تحقیقات علمی انجام شده و مبانی نظری در این زمینه را بررسی می‌کنیم و همچنین ویژگی‌های هر یک ازاین مدل‌ها را بر می‌شماریم و سعی می‌کنیم نقاط قوت و ضعف هر یک از مدل‌ها را مورد توجه قرار داده و به دنبال روش‌هایی باشیم که بتوان مسأله انبساط پلاسما به خلأ را هر چه دقیق‌تر که با واقعیت سازگارتر است مورد مطالعه قرار دهیم. همچنین مروری بر بعضی از جزئیات تحقیقات انجام شده و بررسی نتایج نهایی این تحقیقات را خواهیم داشت. در نهایت مسائل و ایده‌های مهمی که محققین به دنبال آن بوده اند را بررسی کرده و برخی از مهم‌ترین دستاوردهای علمی در این زمینه را بیان می‌کنیم. این مطالعه در تکمیل و روشن شدن موضوع و اهدف کارمان نقش بسیار مهمی دارد.

در فصل چهارم شبیه‌سازی معادله ولاسوف را توضیح می‌دهیم و کد شبیه‌سازیی که به منظور بررسی انبساط یک پلاسمای یک بعدی بدون برخورد به خلأ با در نظر گرفتن آثار جنبشی ذرات درغیاب میدان مغناطیسی فراهم نموده‌ایم را شرح خواهیم داد. در مبحث انبساط پلاسما به خلأ اکثر تحقیقاتی که به صورت تحلیلی قابل حل بوده است، انجام شده و امروزه با توجه به پیچیدگی‌هایی که در سامانه معادلات توصیف کننده این فرآیند به چشم می خورد، عملاً هیچ راهی به جز شبیه‌سازی کردن و حل عددی این سامانه معادلات در قالب

کدهای شبیه‌سازی وجود ندارد. این چنین کدهای شبیه‌سازی، باید قابلیت‌های دینامیکی داشته و جواب سامانه معادلات را با توجه به شرایط اولیه داده شده در هر زمان دلخواه ارائه دهند. در این فصل شبیه سازی سامانه معادلات مربوط به تحول ذرات در فرآیند انبساط پلاسما به خلأ و الگوریتم مربوط به کد شبیه سازی و ویژگی‌های این کد را به طور کامل بیان می‌کنیم. به منظور اطمینان از پایداری، دقت و صحت نتایج به دست آمده از کد، دینامیک سالیتون در پلاسما را در این فصل مورد بررسی قرار داده‌ایم

در فصل پنجم، با توجه به قابلیت‌های کد شبیه سازی که دینامیک الکترون‌ها و یون‌ها را به صورت جنبشی و در قالب معادله ولاسوف برای هر دو نوع ذره پیش می‌برد، شبیه سازی مسأله انبساط پلاسما به خلأ را بررسی می‌کنیم. این شبیه‌سازی درقالب دینامیک جنبشی ذرات با نسبت‌های دمایی مختلف انجام می‌شود. بررسی مسأله انبساط پلاسما به خلأ، از نقطه نظر دینامیک جنبشی ذرات، بسیاری از سؤالات موجود در این زمینه را پاسخگو خواهد بود. امروزه با ساخت لیزرهای پر قدرت با شدت‌هایی در حدود $۱۰^{۲۰} W\ cm^{-۲}$ و استفاده از آن‌ها در اندرکنش لیزر با ماده، پلاسمایی تولید می‌شود که دمای الکترون‌ها با انرژی سکونشان قابل مقایسه بوده و دینامیک و حرکت ذرات می‌تواند نسبیتی باشد بر این اساس مطالعه انبساط پلاسما به خلأ در محدوده نسبیتی ضروری است. در ادامه، مطالعه‌ی انبساط پلاسما به خلأ در محدوده نسبیتی را در این فصل در دستور کار قرار می‌دهیم. بدین منظور ابتدا معادلات مربوط به انبساط پلاسما در قالب ذرات جنشی را به صورت نسبیتی فرمول بندی کرده و سپس شبیه سازی آن را در این مدل بررسی می‌کنیم.

فصل دوم

تاریخچه و مفاهیم پایه

۲-۱ مفاهیم پایه

۲-۱-۱ پلاسما

علاوه بر سه شکل ظاهری مواد (جامد، مایع وگاز)، پلاسما در قالب یک تقریب عامیانه و غیر دقیق شکل چهارم ماده نامیده می‌شود. پلاسما حالتی از ماده است که در آن الکترون‌ها انرژی کافی برای جدا شدن از یون-ها را در حالی که هنوز بار کلی آن خنثی است، پیدا کرده اند. هرگاز یونیزه‌ای که تحت تاثیر یک میدان الکتریکی ساکن قرار بگیرد، حامل‌های بار در این گاز به گونه ای مجدداً توزیع می شوند که قسمت اعظم گاز در مقابل میدان محافظت می‌شود. ایرونیگ لانگمویر[1]، ناحیه هایی از گاز را که نسبتاً خالی از میدان هستند و در آنجا بارهای فضایی مثبت و منفی در توازنند، را پلاسما خواند. البته قبل از لانگمویر، ویلیام کروک[2]، پلاسما را به عنوان چهارمین حالت ماده معرفی کرد. پلاسما یک گاز یونیزه است که ذرات آن رفتار جمعی داشته باشند. با توجه به این توصیف‌ها می‌توان گفت واژه پلاسما به گاز یونیزه شده‌ای اطلاق می‌شود که همه یا بخش قابل توجهی از اتم های آن، یک یا چند الکترون از دست داده و به یون‌های مثبت تبدیل شده باشند و یا گاز به شدت یونیزه شده‌ای که تعداد الکترون‌های آزاد آن تقریباً برابر با تعداد یون‌های مثبت آن باشد. در پلاسمایی که مشتمل بر ذرات باردار است، حرکت بارها، توده‌های متمرکزی از بارهای مثبت و منفی را به طور موضعی بوجود می‌آورد و بدین ترتیب سبب پیدایش میدان‌های الکتریکی می‌شود. با حرکت بارها، جریان و در نتیجه میدان مغناطیسی هم تولید می‌شود که این میدان ها بر حرکت سایر ذرات باردار که دورتر هستند اثر می گذارد. ذرات یونیزه شده و حتی ذرات باردار که توسط نیروی الکترومغناطیس به هم جفت شده‌اند پلاسما را تشکیل داده است. جفت شدگی میان بارهای مثبت و منفی درون پلاسما، علاوه بر ایجاد اثرهای جمعی برای پلاسما، موجب برقراری پایداری در خنثی بودن نیز می‌شود. بنابراین می‌توان گفت پلاسما گاز شبه‌خنثایی

[1] Irving Langmuir
[2] Sir William Crookes

است که ذرات باردار از خود رفتار جمعی نشان می‌دهند. اگرچه آشنایی همگان با پلاسما در زندگی روزمره ما غیر معمول است، ولی ۹۹ درصد از عالم بیکران در مقیاس‌های مختلف از پلاسما تشکیل شده است.
ستارگان و توده های عظیم گاز و گرد بین آن‌ها، پلاسماهایی در مقیاس‌های کیهانی هستند. خورشید به طورثابت و پیوسته پلاسمایی در تمامی جهت‌ها منتشر می‌کند که تمامی منظومه و متعلقات آن را در بر می‌گیرد. در ادامه اشاره‌ای به برخی از پارامترهای پلاسما خواهیم داشت [۱۳].

۲-۱-۲ بسامد پلاسما

یکی از پارامترهای مهم در معرفی پلاسما، بسامد پلاسما است که به تعیین نوسانات گاز الکترونی در میان یون‌ها می‌پردازد و مقیاس خوبی برای تعیین زمان در فیزیک پلاسما است. به عبارت دیگر، بسامد پلاسما ناشی از حرکت الکترون‌ها است. اگر الکترون‌ها در یک پلاسما دریک توزیع یکنواخت یونی جابه‌جا شوند، میدان‌های الکتریکی در جهتی به وجود می‌آیند که با برگرداندن الکترون‌ها به مکان اولیه‌شان، خنثی بودن پلاسما را مجدداً برقرارمی‌کنند. الکترون‌ها به دلیل لختی‌شان از وضعیت اولیه خارج شده و جلوتر می‌روند و حول مکان‌های تعادل خود با بسامد مشخصه‌ای که به عنوان بسامد پلاسما شناخته شده است، نوسان می‌کنند. این نوسان آن اندازه سریع است که یون‌های سنگین فرصتی برای پاسخ گویی به میدان نوسان کننده، پیدا نمی‌کنند و می‌توان آن‌ها را ثابت در نظر گرفت. با فرض‌هایی به راحتی می‌توان عبارتی را برای بسامد پلاسما (ω_p) در ساده‌ترین مورد به دست آوردکه به صورت معادله (۲-۱)است. این فرض‌ها عبارتند از: (۱)میدان مغناطیسی وجود ندارد؛ (۲) حرکت گرمایی وجود ندارد؛ (۳) یون‌ها با توزیع یکنواخت در فضا ساکن هستند؛(۴) گستره‌ی پلاسما نا متناهی است؛ و (۵)حرکت‌های الکترونی تنها در راستای x رخ دهد.

$$\omega_p = \left(\frac{n_o e^2}{\varepsilon_o m_e} \right)^{1/2}, \qquad (۱-۲)$$

در این رابطه m_e جرم الکترون ، n_o چگالی اولیه ذرات، e بار الکتریکی الکترون و ε_o ثابت گذردهی میدان الکتریکی خلأ است.در رابطه‌ی ω_p (بسامد الکترونی پلاسما) دیده می‌شود که این بسامد فقط به چگالی پلاسما بستگی دارد که یکی از پارامترهای اساسی پلاسما است. به علت کوچکی جرم الکترون بسامد پلاسما خیلی بزرگ است [۱۳].

۲-۱-۳ طول دبای

یکی دیگر از پارامترهای مهم پلاسما، کمیتی به نام طول دبای است. زمانی که یک بار خارجی در پلاسما قرار می‌گیرد بارهای الکتریکی دیگر همانند ابری با علامتی مخالف بارخارجی، حول آن جذب خواهند شد. طبیعی است، بارهایی که در نزدیکی بار خارجی قرار دارند قادر به فرار کردن از میدان قوی بار نیستند و تنها در برخی از فواصل آن، جایی که انرژی ذرات پلاسما برابر با مقدار انرژی پتانسیل بار خارجی گردد، ذرات مذکور می‌توانند از قید بار خارجی رهایی یابند. چنین اثری را حفاظ دبای می‌نامند و به شعاع این پوسته یا حفاظ، طول دبای می‌گویند. باتوجه به لختی یون‌ها، آن‌ها را بدون حرکت در نظر می‌گیریم که زمینه یکنواختی از بار مثبت تشکیل داده‌اند یعنی آنقدر نسبت جرم یون به الکترون زیاد است که لختی یون‌ها باعث می‌شود که آن-

ها در مدت آزمایش حرکت قابل ملاحظه‌ای نداشته باشند یعنی $n_i = n_o$ است. n_o چگالی اولیه ذرات و n_i چگالی یون‌ها است. در حضور پتانسیل φ، چگالی الکترون‌ها بولتزمنی در نظرگرفته می‌شود

$$n_e = n_0 \exp(e\varphi/k_B T_e), \qquad (۲-۲)$$

n_e چگالی الکترون‌ها، T_e دمای الکترون‌ها بر حسب کلوین و k_B ثابت بولتزمن است. با قرار دادن n_e و n_i در رابطه پواسون داریم

$$\varepsilon_o \frac{d^2\varphi}{dx^2} = en_o \left\{\left[\exp(e\varphi/k_B T_e)\right] - 1\right\}, \qquad (۳-۲)$$

و با توجه به این نکته که در ناحیه‌ی خارج و نزدیک به حفاظ دبای، پتانسیل خیلی سریع کاهش می‌یابد، می‌توان درناحیه‌ای که $|e\varphi/k_B T_e| \ll 1$ باشد، تابع نمایی را به رشته تیلور بسط دهیم و تنها جملات خطی رادر نظر بگیریم یعنی

$$\varepsilon_o \frac{d^2\varphi}{dx^2} = en_o \left[\frac{e\varphi}{k_B T_e} + \frac{1}{2}\left(\frac{e\varphi}{k_B T_e}\right)^{1/2} + \ldots\right], \qquad (۴-۲)$$

$$\varepsilon_o \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{n_o e^2}{k_B T_e}\varphi, \qquad (۵-۲)$$

با تعریف طول دبای (λ_D) به صورت

$$\lambda_D \equiv \left(\frac{\varepsilon_o k_B T_e}{ne^2}\right)^{1/2} \qquad (۶-۲)$$

جواب معادله‌ی (۲-۵) را به صورت زیر می‌نویسیم

$$\varphi = \varphi_o \exp\left(-|x|/\lambda_D\right). \qquad (۷-۲)$$

λ_D با افزایش چگالی، کاهش و با افزایش T_e افزایش می‌یابد [۱۴، ۱۳].

۲-۲ تاریخچه

از نظر سیر تاریخی قبل از بررسی مسئله انبساط پلاسما به خلأ، انبساط گاز خنثی شناخته شده بود. یکی از موارد مهم در هیدرودینامیک گازهای تراکم‌پذیر خنثی این است که مختصه‌ی زمانی t و مختصه‌ی فضایی x در جواب‌هایی که به صورت ترکیبی از x/t است ظاهر می‌شود. با استفاده از این متغیر معادله‌های قابل توصیف و ساده‌ای به دست می‌آید که درحالت یک بعدی به صورت تحلیلی قابل حل است به چنین جواب‌هایی جواب خود-مشابه[1] گویند. به همین دلیل در آن زمان سعی می‌شد که انبساط پلاسما به خلأ با در نظر گرفتن شرایط خاصی به صورت شبه خنثی بررسی شود. اولین بار گورویچ[2] و همکارانش در سال ۱۹۶۵ انبساط پلاسمای نیمه نامحدود به خلأ را با در نظر گرفتن حالت شبه خنثایی برای پلاسما و استفاده از جواب خود-مشابه مورد مطالعه قرار دادند [۱۵،۱۶،۱۷]. در این مقاله انبساط پلاسما به خلأ در قالب جواب خود-مشابه مورد بررسی قرار گرفته است.گورویچ فرایند انبساط پلاسما به خلأ را در بازه زمانی‌ای مورد بررسی قرار

[1] Self-similar
[2] A.V. Gurevich

داد که شرط شبه خنثایی فراهم باشد و بتوان انبساط پلاسما را در قالب یک جواب خود-مشابه بیان کرد. حال این سؤال مطرح می‌شود که در هنگام شروع انبساط و قبل از بازه زمانی مطرح شده توسط گورویچ، چگونه می‌توان انبساط پلاسما به خلأ را توصیف کرد. چیزی که تا آن زمان شناخته شده بود انبساط الکترون-ها قبل از یون‌ها به خلأ و تولید یک میدان الکتریکی قوی در هنگام شروع انبساط بود. در این زمان اثرات جدایی بار مشاهده می‌شود بنابراین جواب خود-مشابه اعتبار خود را از دست می‌دهد.

برای پاسخ به سؤال بالا، کرو[1] و همکارانش در سال ۱۹۷۵ مسئله انبساط پلاسمای نیمه نامحدود به خلأ را با در نظر گرفتن اثرات جدایی بار مورد بررسی قرار دادند. از این زمان به بعد اکثر تحقیقات در زمینه بررسی انبساط پلاسما به خلأ بر پایه وجود اثرات جدایی بار انجام شده است [۱۸].

یکی از تحقیقات مهم دیگر، در سال ۲۰۰۳ توسط مورا[2] انجام شد. در این مطالعه مسأله انبساط پلاسمای بدون برخورد به خلأ در غیاب میدان مغناطیسی با در نظر گرفتن اثرات جدایی بار به طور دقیق مورد بررسی قرارگرفت. او درمقاله خود با تشریح و محاسبه کمیت‌هایی مانند ساختار جبهه یونی (ناحیه‌ای که سرعت یون-ها و میدان الکتریکی بوجود آمده بیشینه است.)، طیف انرژی یون‌ها و بیشینه انرژی در محل جبهه یونی به مقایسه جواب‌های به دست آمده در این حالت با جواب‌های مربوط به حالت خود-مشابه پرداخته است [۱۹].

در تحقیقاتی که تاکنون بر روی فرایند انبساط پلاسما به خلأ انجام شده است و در قسمت‌های قبل به آن‌ها اشاره شد، انبساط یک پلاسمای نیمه نامحدود به خلأ مد نظر بوده است. یک پلاسمای نیمه نامحدود از یک طرف تا بی‌نهایت ادامه دارد و بنابراین می‌تواند به عنوان یک منبع بی‌نهایت انرژی به حساب آورده شود که انرژی لازم برای فرایند شتابدهی ذرات باردار به خلأ را فراهم می‌آورد. در این حالت الکترون‌ها انرژی لازم برای پیشروی در خلأ را به طور نامحدود از بدنه اصلی پلاسما دریافت می‌کنند، به همین دلیل دمای آن‌ها در طی فرایند انبساط ثابت مانده و می‌توان انبساط پلاسما را در قالب یک فرایند همدما بررسی کرد. این رهیافت در بررسی انبساط پلاسماهای فضایی مانند انبساط پلاسما از روی سطح ستارگان سودمند است. با پیشرفت علم و تولید لیزرهای با توان تابشی بالا، مبحث اندرکنش لیزر با یک ورقه نازک جامد و انبساط پلاسماهای تولید شده با این روش اهمیت ویژه‌ای پیدا کرده است. در این حالت با تابش تپ لیزر به ورقه جامد، ورقه تصعید شده و به یک پلاسمای داغ تبدیل می‌شود، در صورتی که لیزر به اندازه کافی پرانرژی باشد می‌تواند سبب شتاب دهی ذرات باردار و در نتیجه انبساط پلاسما به خلأ گردد. از آن‌جایی که قطر تیغه جامد از حد چند میکرون تجاوز نمی‌کند، پلاسمای تولید شده نمی‌تواند به عنوان یک منبع بی‌نهایت انرژی ارزیابی شود بلکه به صورت یک پلاسمای محدود در نظر گرفته می‌شود. در این حالت پلاسما به هیچ منبع انرژی خارجی متصل نیست، بنابراین انرژی لازم برای انبساط الکترون‌ها به خلأ باعث کم شدن انرژی درونی و دمای الکترون‌ها می‌گردد و با گذشت زمان دمای الکترون‌ها کاسته شده و فرایند انبساط پلاسما به خلأ در قالب یک فرایند بی‌دررو مورد بررسی قرار می‌گیرد. در سال ۲۰۰۵ مورا انبساط به خلأ و بدون برخورد پلاسمایی گرم را که از .تصعید و یونیزه شدن تیغه جامد در اثر تابش یک پالس لیزری شدید به تیغه ایجاد می‌شود را مورد مطالعه قرار داد. یکی از مدل‌هایی که می‌توان شتاب گیری یون‌ها را توصیف کرد، اثر جدایی بارهای ایجاد شده در سمت جلویی هدف است. بدین صورت که در ابتدا در اثر برهمکنش لیزر-پلاسما الکترون‌های سریعی

[1] J. E. Crow
[2] P.Mora

در جلوی هدف ایجاد می‌شوند. تخمین اولیه از دمای الکترون‌ها توسط انرژی نوسانات الکترون‌ها در انتقال از میدان امواج نور تابشی به صورت $k_BT=(\gamma-1)m_ec^2$ است. دراین رابطه $\gamma=(1+I\lambda^2/1.37\times10^{18})^{1/2}$، I شدت نور تابشی برحسب $w\,cm^{-2}$ و λ طول موج برحسب μm است. الکترون‌ها از میان هدف منتشر شده و میدان الکتریکی توسط جدایی بار بوجود می‌آید این میدان با شتاب یون‌ها متناظر است و به طور معمول انبساط یون‌ها به صورت انبساط همدمای پلاسما به خلأ همانند پلاسمای نیمه نا محدود، توصیف می‌شود. همچنین در این روش فرض بر این است که دمای الکترون‌ها در طی مدت زمان پالس لیزر می‌تواند ثابت باشد زیرا الکترون‌ها انرژی خود را به یون‌ها منتقل کرده و سرد می‌شوند. لذا در این مقاله انبساط پلاسمای بدون برخورد به خلأ از یک تیغه نازک با ضخامت L با توجه به اینکه الکترون‌ها به خاطر انتقال انرژی خود به یون‌ها، در طول زمان دمای خود را از دست داده و الکترون‌ها در طی انبساط به صورت بی دررو سرد می‌شوند و همچنین با در نظر گرفتن اثر جدایی بارها مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۰].

درکارهایی که تاکنون بررسی شد، چگالی الکترون‌ها به صورت بولتزمنی و یون‌ها به صورت سیالی و سرد مطالعه شده است. اما یکی از کارهای جدیدی که آقای دکتر شکوهی در رساله دکترای خود ارائه داده است مطالعه فرآیند انبساط پلاسما به خلأ با در نظر گرفتن دینامیک جنبشی ذرات است. در این مطالعه فرآیند انبساط پلاسما به خلأ با نگاهی جدید و با در نظر گرفتن اثرات جنبشی ذراتِ در حال انبساط و تابع توزیعِ آن‌ها مورد مطالعه قرارگرفته است. از آنجایی که ذرات، توزیع سرعت متفاوتی دارند، پس از انبساط نیز دارای ویژگی‌ها و رفتارهای متفاوتی خواهند بود. این تفاوت‌ها به طور بارز در اندازه میدان الکتریکی تولید شده و میزان شتاب گیری یون‌ها دیده می‌شود. یکی از مطالعات انجام گرفته مربوط به اثرات تابع توزیع اولیه در فرآیند انبساط است. بدین منظور در ابتدا انبساط یک پلاسمای تعادلی به خلأ مورد بررسی قرار گرفته است. یعنی فرض شده است که پلاسما قبل از انبساط به خلأ به تعادل ماکسولی رسیده است. در طی یک فرآیند بدون برخورد، ذرات همواره تعادل ماکسولی خود را حفظ می‌کنند. سپس انبساط در حالت شبه تعادلی یعنی با تابع توزیع کاپا بررسی می‌شود. ذراتی که تحت تابش فوتون‌های پر انرژی پرتو لیزر بر یک تیغه جامد و برهمکنش با آن ایجاد می‌شوند ذراتی پر انرژی هستند که بر روی توزیع ذرات تأثیر گذار بوده و باعث تولید دنباله‌های پر انرژی در توزیع ذرات می‌شوند. لذا توزیع ذرات از حالت تعادلی خارج شده و به یک توزیع شبه تعادلی نزدیک می‌شود [۱۲].

فصل سوم

مبانی نظری انبساط پلاسما به خلأ

بررسی مطالعات انجام شده در مبحث انبساط آزاد پلاسما به خلأ گویای این مطلب است که مبحث انبساط پلاسما به خلأ مبحثی گسترده و با جزئیات فراوان است. با توجه به نوع تحقیقاتی که تا کنون بر روی این مبحث انجام شده، انبساط آزاد پلاسما به خلأ را می‌توان به لحاظ ترمودینامیکی در دو حالت هم‌دما و بی‌درو بررسی کرد. البته فرآیند انبساط پلاسما در قالب یک مدل کلی و صرف نظر از طبقه بندی‌های موجود نیز مطرح است و مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۳-۱ انبساط پلاسما به خلأ در یک فرایند هم‌دما

به شرط آنکه در طول انبساط پلاسما به خلأ، یک منبع انرژی به طور پیوسته انرژی مربوط به انبساط و شتاب گیری یون‌ها را تأمین‌کند به طوری که الکترون‌ها همواره دمای ثابتی داشته باشند، انبساط پلاسما به خلأ طی یک فرآیند هم‌دما صورت گرفته است.

انبساط یک پلاسمایِ نیمه نامحدود به خلأ یعنی پلاسمایی که از یک طرف در حال انبساط به خلأ بوده و از طرف دیگر تا بی‌نهایت ادامه دارد و همچنین انبساط پلاسمایی که از تابش یک دنباله لیزر به یک تیغه جامد ایجاد شده باشد از جمله حالت‌هایی است که در حیطه انبساط هم‌دما مورد بررسی قرار می‌گیرد. در حالت اول می‌توان فرض کرد که در تمام مدت انبساط، بدنه اصلی پلاسما به عنوان منبع بی پایان انرژی، انرژی مربوط به انبساط الکترون‌ها را تأمین کرده و به همین دلیل دمای الکترون‌ها همواره در طول زمان ثابت باقی می‌ماند. برای مثال، بررسی انبساط گازهای پلاسما از روی سطح ستارگان به خلأ، برای نمونه گازهای پلاسمایی که به شدت و با انرژی بسیار بالا از سطح خورشید به سمت خارج پرتاب می‌شوند، دارای انبساطی است که در قالب یک فرآیند همدما بررسی می‌شود زیرا یک ستاره دارای انرژی درونی بسیار بالایی است و همواره می‌تواند انرژی مربوط به انبساط گازهای پلاسما را از روی سطح خود تأمین کند. پلاسمایی که از تابش یک دنباله لیزر به یک تیغه جامد ایجاد شده است یک پلاسمای محدود است و مانند حالت قبل الکترون‌ها به یک پلاسمای بی نهایت متصل نیستند. اما از آنجایی که دنباله لیزری همواره در حال تابش است