

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

18178V

دانشگاه گیلان
دانشکده علوم پایه
گروه فیزیک
(گرایش هسته ای)

بررسی نهشت انرژی ذرات باردار و نوترون ها در پلاسمای همجوشی محصورشدگی

لختی

از:

لیلا سادات طالب میاندهی

محل اطلاعات درون کمی ایران
شمس درون

استاد راهنما:

دکتر عباس قاسمی زاد

۱۳۸۹/۶/۲۸



دی ۱۳۸۸

۱۴۱۶۵۷

تقدیم به:

پدر و مادر مهربانم

تشکر و قدردانی:

خداوند بزرگ را شاکرم که همواره مرا مورد لطف خود قرار داده و به راهی هدایت نمود که تجربه ای ارزشمند برایم در پی داشت و کسانی که در پیمودن این راه یاریم نمودند.

از استاد گرانقدرم جناب آقای دکتر قاسمی زاد، که سختکوشی در فراگیری دانش را از ایشان آموختم و با راهنمایی های بی دریغشان مرا در انجام این پایان نامه یاری رساندند، بسیار سپاسگزارم.

همچنین از جناب آقای دکتر وهابی مقدم و جناب آقای دکتر صدرممتاز برای داوری این پایان نامه و جناب آقای دکتر مهدوی فره نماینده محترم تحصیلات تکمیلی تشکر می نمایم.

در پایان از خانواده عزیزم برای همراهی همیشگی شان بی نهایت سپاسگزارم.

صفحه	عنوان
۵	چکیده فارسی
۳	چکیده انگلیسی
۱	مقدمه
	فصل اول: فیزیک پلاسما، همجوشی هسته ای و روش محصورشدگی لختی
۵	۱-۱) طول دبای
۶	۲-۱) سطح مقطع
۹	۳-۱) پارامتر پلاسما
۱۰	۴-۱) میانگین پویش آزاد
۱۱	۵-۱) کم برخوردی و اثرات تجمعی
۱۲	۶-۱) اندرکنش های کولنی
۱۴	۷-۱) انواع مختلف پلاسما
۱۶	۸-۱) همجوشی هسته ای
۱۹	۹-۱) همجوشی هسته ای در روی زمین
۲۱	۱۰-۱) دمای احتراق ایده آل
۲۴	۱۱-۱) همجوشی محصورشدگی لختی
۲۴	۱-۱۱-۱) متراکم سازی مستقیم
۲۸	۲-۱۱-۱) متراکم سازی غیر مستقیم
	فصل دوم: فیزیک واکنش های ذرات باردار در محیط پلاسما
۳۵	۱-۲) نهشت انرژی ذرات بارار توسط تئوری توان توقف
۳۶	۲-۲) مدل برخورد لورنتسی
۳۹	۳-۲) خصوصیات پخش در برخوردهای کولنی
۴۰	۴-۲) اثرات برخوردهای کولنی
۴۰	۵-۲) معادله فوکر-پلانک
۴۵	۶-۲) برخورد با ذرات متحرک زمینه پلاسما
۴۷	۷-۲) برخورد ذره باردار با توزیع ماکسولی ذرات زمینه
۵۰	۸-۲) کند و حرارتی شدن یون های سریع
	فصل سوم: نهشت انرژی ذرات باردار و نوترون ها در پلاسمای همجوشی محصورشدگی لختی
۵۶	۱-۳) بهره همجوشی در احتراق گرماهسته ای

۵۷	۲-۳) توازن توان در یک محفظه کروی سوخت در حال احتراق
۵۷	۳-۳) شرط خود احتراقی
۵۸	۴-۳) نهشت انرژی محصولات همجوشی
۵۸	۵-۳) مفهوم لگاریتم کولن در واکنش های بین ذرات
۶۳	۶-۳) تئوری نهشت انرژی ذره باردار در پلاسما
۶۶	۱-۶-۳) توان توقف ذره باردار در برخورد با الکترون ها
۶۶	۲-۶-۳) توان توقف ذره باردار در برخورد با یون ها
۶۷	۳-۶-۳) پراکندگی هسته ای
۶۷	۳-۶-۳-۱) سطح مقطع انتقال σ_T
۷۰	۷-۳) توان توقف کلی ذره α
۷۰	۸-۳) توان توقف ذره α در دما و چگالی های مختلف
	۹-۳) بررسی پارامترهای کند شدن ذره α در محیطی با شرایط فیزیکی:
۷۱	$T = 10\text{keV} \equiv 1.16 \times 10^8\text{K}, N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$
۷۱	۱-۹-۳) تغییرات انرژی ذره α به صورت تابعی از فاصله طی شده آن در پلاسما
۷۴	۲-۹-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از دمای پلاسما
۷۵	۳-۹-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از چگالی پلاسما
	۱۰-۳) بررسی پارامترهای کند شدن ذره α در محیطی با شرایط فیزیکی:
۷۶	$T = 10\text{keV} \equiv 1.16 \times 10^8\text{K}, N = 10^{28}\text{cm}^{-3}$
۷۷	۱-۱۰-۳) تغییرات انرژی ذره α به صورت تابعی از فاصله طی شده آن در پلاسما
۷۸	۲-۱۰-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از دمای پلاسما
۸۰	۳-۱۰-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از چگالی پلاسما
	۱۱-۳) بررسی پارامترهای کند شدن ذره α در محیطی با شرایط فیزیکی:
۸۰	$T = 40\text{keV} \equiv 4.64 \times 10^8\text{K}, N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$
۸۰	۱-۱۱-۳) تغییرات انرژی ذره α به صورت تابعی از فاصله طی شده آن در پلاسما
۸۲	۲-۱۱-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از دمای پلاسما
۸۴	۳-۱۱-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از چگالی پلاسما
	۱۲-۳) بررسی پارامترهای کند شدن ذره α در محیطی با شرایط فیزیکی:
۸۶	$T = 100\text{keV} \equiv 1.16 \times 10^9\text{K}, N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$
۸۶	۱-۱۲-۳) تغییرات انرژی ذره α به صورت تابعی از فاصله طی شده آن در پلاسما
۸۷	۲-۱۲-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از دمای پلاسما
۸۹	۳-۱۲-۳) تغییرات فاصله حرارتی شدن ذره α به صورت تابعی از چگالی پلاسما
۹۰	۱۳-۳) کسر یونی توان توقف ذرات α
۹۳	۱۴-۳) نهشت انرژی نوترون ها
۹۳	۱۵-۳) کسر انرژی نهشت یافته توسط نوترون در پلاسمای DT

۹۵

۳-۱۶) احتمال نشت انرژی از یک ساچمه سوخت کروی

فصل چهارم: بحث، نتیجه گیری و پیشنهاد جهت ادامه کار

۱۰۰

۴-۱) بحث و نتیجه گیری

۱۰۳

۴-۲) پیشنهادهایی برای ادامه کار

۱۰۵

مراجع

- شکل (۱-۱): حالت های مختلف H_2O و انواع مختلف پلاسما در اثر افزایش دما ۴
- شکل (۲-۱): طرح شماتیک برخورد یک الکترون با یک ذره باردار ۸
- شکل (۳-۱): مسیر حرکت یک ذره خنثی در یک گاز نیمه یونیزه. ذرات خنثی با دایره توخالی، الکترون ها با علامت منفی و یون ها با علامت مثبت نشان داده شده اند ۱۳
- شکل (۴-۱): مسیر حرکت یک ذره باردار مورد آزمایش (الکترون) در حین عبور از یک گاز نیمه یونیزه ۱۳
- شکل (۵-۱): دسته بندی انواع مختلف پلاسماهای آزمایشگاهی و طبیعی بر حسب دما و چگالی پلاسما. در امتداد خطوط نشان داده شده با خط چین، طول دبای الکترون ثابت است و خطوط ممتد تیره پارامتر پلاسما ثابت را نشان می دهد ۱۵
- شکل (۶-۱): نمودار انرژی بستگی متوسط بر نوکلئون هسته های پایدار بصورت تابعی از عدد جرمی ۱۷
- شکل (۷-۱): نمودار انرژی پتانسیل کولنی مربوط به هسته های همجوشی کننده بر حسب فاصله بین آنها ۱۸
- شکل (۸-۱): نمودار سطح مقطع واکنش بین ایزوتوپ های هیدروژن بر حسب انرژی دوتریوم ۲۱
- شکل (۹-۱): نمودار توان نهشت یافته توسط محصولات همجوشی و توان اتلافی نظیر تابش ترمزی در یک پلاسما هم مول بر حسب دمای پلاسما برای تعیین دمای آستانه احتراق ۲۳
- شکل (۱۰-۱): مراحل مربوط به فرآیند همجوشی محصورشدگی لختی به روش متراکم سازی مستقیم ۲۴
- شکل (۱۱-۱): طرح شماتیک پیشنهادی مربوط به یک نیروگاه همجوشی هسته ای با سوخت DT ۲۷
- شکل (۱۲-۱): روش متراکم سازی غیر مستقیم در موسسه NIF ۲۸
- شکل (۱-۲): گستره اندرکنش ها در تئوری برخورد دوتایی، تئوری موج و تئوری یکپارچگی ۳۳
- شکل (۲-۲): طرح کلی برخورد کولنی یک الکترون به یون ساکن زمینه پلاسما ۳۶
- شکل (۳-۲): اثرات مربوط به فرآیند برخورد کولنی بر سرعت ذره مورد آزمایش ۴۹
- شکل (۴-۲): آهنگ انتقال انرژی از یون های سریع به محیط پلاسما صورت تابعی از انرژی ذره ۵۲
- شکل (۱-۳): نمودار لگاریتم کولن اندرکنش ذره α با الکترون های محیط بر حسب دمای محیط پلاسما ۶۱
- شکل (۲-۳): نمودار لگاریتم کولن در دو حالت اندرکنش ذره α با: (۱) دوترون، $\ln \Lambda^{\alpha}/d$ ، و (۲) تریتون، $\ln \Lambda^{\alpha}/t$ بر حسب دمای پلاسما ۶۲
- شکل (۳-۳): نمودار لگاریتم کولن در اندرکنش ذره α با یون های d و t در انتهای برد ذره: (۱) $\ln \Lambda^{\alpha}/d$ و (۲) $\ln \Lambda^{\alpha}/t$ ۶۳
- شکل (۴-۳): طرح شماتیک برخورد دو ذره در سیستم مختصات آزمایشگاهی و مرکز جرم ۶۸
- شکل (۵-۳): نمودار سطح مقطع انتقال در پراکندگی الاستیک هسته ای به صورت تابعی از انرژی ذره α در پلاسما ۶۹
- شکل (۶-۳): نمودار انرژی ذره α بر حسب فاصله پیموده شده در پلاسمایی با شرایط فیزیکی: دمای $T = 10\text{keV}$ و $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه مورد اندرکنش: (۱) با الکترون (۲) با الکترون ها و یونهای زمینه و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یونها و پراکندگی الاستیک هسته ای ۷۳

- شکل (۷-۳): نمودار برد حرارتی ذره α بصورت تابعی از دمای پلاسما در پلاسمایی با دمای $T = 10\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه حالت: (۱) اندرکنش با الکترون ها (۲) اندرکنش با الکترون ها و یونها و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یون ها و پراکندگی هسته ای
- شکل (۸-۳): نمودار برد حرارتی ذره α بصورت تابعی از چگالی پلاسما در پلاسمایی با دمای $T = 10\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه حالت: (۱) اندرکنش با الکترون ها (۲) اندرکنش با الکترون ها و یونها و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یون ها و پراکندگی هسته ای
- شکل (۹-۳): نمودار انرژی ذره α بر حسب فاصله پیموده شده در پلاسمایی با دمای $T = 10\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{28}\text{cm}^{-3}$ در سه مورد اندرکنش با: (۱) الکترون ها، (۲) الکترون ها و یونهای زمینه و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یونها و پراکندگی الاستیک هسته ای
- شکل (۱۰-۳): نمودار برد ذره α بر حسب دمای پلاسما در محیطی با دمای $T = 10\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{28}\text{cm}^{-3}$ در سه مورد: (۱) اندرکنش با الکترون (۲) اندرکنش با الکترون ها و یونهای زمینه و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یونها و پراکندگی الاستیک هسته ای
- شکل (۱۱-۳): نمودار انرژی ذره α بر حسب فاصله پیموده شده در پلاسمایی با دمای $T = 40\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه مورد اندرکنش با: (۱) الکترون ها، (۲) الکترون ها و یونهای زمینه و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یونها و پراکندگی الاستیک هسته ای
- شکل (۱۲-۳): نمودار برد ذره α بر حسب دمای پلاسما در محیطی با دمای $T = 40\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه مورد: (۱) اندرکنش با الکترون (۲) اندرکنش با الکترون ها و یونهای زمینه و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یونها و پراکندگی الاستیک هسته ای
- شکل (۱۳-۳): نمودار برد حرارتی ذره α بصورت تابعی از چگالی پلاسما در محیطی با دمای $T = 40\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه حالت: (۱) اندرکنش با الکترون ها (۲) اندرکنش با الکترون ها و یونها و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یون ها و پراکندگی هسته ای
- شکل (۱۴-۳): نمودار انرژی ذره α بر حسب فاصله پیموده شده در محیطی با دمای $T = 100\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه مورد اندرکنش با: (۱) الکترون ها، (۲) الکترون ها و یونهای زمینه و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یونها و پراکندگی الاستیک هسته ای
- شکل (۱۵-۳): نمودار برد ذره α بر حسب دمای پلاسما در محیطی با دمای $T = 100\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه مورد: (۱) اندرکنش با الکترون (۲) اندرکنش با الکترون ها و یونهای زمینه و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یونها و پراکندگی الاستیک هسته ای
- شکل (۱۶-۳): نمودار برد حرارتی ذره α بصورت تابعی از چگالی پلاسما در محیطی با دمای $T = 100\text{keV}$ و چگالی $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه حالت: (۱) اندرکنش با الکترون ها (۲) اندرکنش با الکترون ها و یونها و (۳) اندرکنش با الکترون ها و یون ها و پراکندگی هسته ای
- شکل (۱۷-۳): نمودار کسر یونی توان توقف ذره α بر حسب انرژی ذره باردار و دمای پلاسما در شرایط فیزیکی:
 $T = 40\text{keV}$ و $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$
- شکل (۱۸-۳): نمودار کسر یونی توان توقف ذره α بر حسب انرژی ذره باردار و دمای پلاسما در شرایط فیزیکی:
 $T = 10\text{keV}$ و $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$

- شکل (۳-۱۹): طرحی از ایجاد ذره α در کره سوخت برای محاسبه میزان احتمال نشت انرژی
- شکل (۳-۲۰): نمودار احتمال نشت انرژی ذره α بصورت تابعی از شعاع ساچمه سوخت در محیطی با شرایط فیزیکی: $T = 40\text{keV}$ و $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ در سه حالت اندرکنش با: (۱) الکترون ها (۲) الکترون ها و یونها و (۳) الکترون ها و یون ها و پراکندگی هسته ای
- شکل (۴-۱): نمودار انرژی ذره α بر حسب فاصله پیموده شده در محیط پلاسما در حالت اندرکنش با الکترون ها و یون ها و پراکندگی الاستیک هسته ای در شرایط فیزیکی: (۱) $T = 10\text{keV}, N = 10^{28}\text{cm}^{-3}$ (۲) $T = 10\text{keV}$ و $N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ (۳) $T = 40\text{keV}, N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$ و (۴) $T = 100\text{keV}, N = 10^{26}\text{cm}^{-3}$

بررسی نهشت انرژی ذرات باردار و نوترون ها در پلاسمای همجوشی محصورشدگی لختی

لیلا سادات طالب

یکی از مشکلات اساسی که در روش همجوشی محصورشدگی لختی با آن مواجه می شویم این است که بعد از احتراق لکه داغ، دمای محیط پلاسمای سوخت به شدت کاهش می یابد و کل سوخت، شرایط لازم برای وقوع احتراق و سوختن را از دست می دهد. گرمایش پلاسمای توسط ذرات باردار و نوترون ها، تبادل انرژی بین الکترون ها و یون ها و اتلاف های تابشی، فرآیندهای اساسی در تعیین شرایط احتراق در یک پلاسمای همجوشی هسته ای است. مطالعات انجام شده نشان می دهد که برای داشتن بهره همجوشی بالا، سهم بیشتری از انرژی محصولات همجوشی باید به یون های پلاسمای به نهشت گذاشته شود، زیرا افزایش دمای الکترونی، به دلیل نهشت انرژی محصولات همجوشی و یا انتقال انرژی از یون ها، منجر به ایجاد اثرات نامطلوب اتلاف های تابشی می گردد. در این پایان نامه، اثرات مختلفی از جمله پراکندگی های بزرگ-زاویه، اثرات تجمعی و پراکندگی الاستیک هسته ای در اندرکنش ذره باردار با ذرات زمینه پلاسمای در نظر گرفته شده است. با محاسباتی که در زمینه تعیین برد ذره باردار و احتمال نشت انرژی از ساچمه سوخت انجام دادیم، به تحلیل هایی در این زمینه دست یافته ایم.

واژه های کلیدی: همجوشی محصورشدگی لختی، توان توقف ذره باردار، پراکندگی کولنی، پراکندگی الاستیک هسته ای، احتمال نشت انرژی

Abstract:

Energy Deposition of Charged Particles and Neutrons in an Inertial Confinement Fusion Plasma

Leila Sadat Taleb

One of the main challenges in inertial confinement fusion is when ignition in hot spot occurs, the temperature of whole fuel decrease and as a result the fuel lose the condition of ignition and burn. Plasma heating by charged particles and neutrons, energy exchange between electrons and ions and radiative losses are the primary mechanism in determination of the ignition conditions in an ICF plasma. It is well known that most of the energy of the fusion products should be deposited to ions in order to obtain higher fusion gains because, increasing the electron temperature, either due to direct energy deposition or via energy transfer from ions, leads to radiation losses from the plasma. In this thesis we have investigated different effects like large-angle scattering, collective effects and nuclear elastic scattering in interacting charged particle with background particles in plasma. With considering these effects, energy leakage probability and thermalization distance of charged particles have been calculated and analysed.

Key words: Inertial Confinement Fusion, Stopping Power of Charged Particle, Coulomb Scattering, Nuclear Elastic Scattering, Energy Leakage Probability.

جامعه بشری رو به پیشرفت است و رشد تکنولوژی متناسب با میزان مصرف انرژی است. با توجه به محدود بودن ذخایر انرژی تجدید ناپذیر، نیاز به منابع جدید انرژی از سالیان پیش مطرح بوده است و همه این مسائل باعث شد که بحث انرژی هسته ای شکل گیرد. انرژی هسته ای از دو طریق قابل حصول است: ۱- شکافت هسته ای و ۲- همجوشی هسته ای در انجام فرآیند شکافت هسته ای، وجود مشکلاتی از قبیل محدود بودن منبع سوخت مورد نیاز شکافت هسته ای، ایجاد پسمان های رادیواکتیو در اثر وقوع واکنش به عنوان محصولات شکافت، بحث لزوم دستیابی به منابع جدید انرژی مطرح شد. از طرف دیگر با توجه به اینکه همجوشی هسته ای فرآیندی است که در خورشید و ستارگان برای تولید انرژی انجام می شود و این امر زمینه مورد علاقه بشر در طی سالیان متمادی بوده، در دهه های اخیر تحقیقات بسیاری در این زمینه صورت گرفته است. نامحدود بودن سوخت یکی از مزایای اصلی راکتورهای همجوشی است. از دیگر مزایای آن می توان به عدم تولید محصولات رادیواکتیو، ایمنی ذاتی راکتورهای همجوشی در مقایسه با راکتورهای شکافت و مقدار انرژی آزاد شده بر واحد جرم بیشتر واکنش های همجوشی در مقایسه با راکتورهای شکافت اشاره کرد.

با توجه به اینکه محیط همجوشی هسته ای یک محیط پلاسماست، در فصل اول این پایان نامه، توضیحاتی درباره خصوصیات پلاسما و انواع مختلف آن، همچنین توضیحاتی در زمینه همجوشی هسته ای و بخصوص محصور شدگی لختی ارائه گردیده است. در فصل دوم، مبانی فیزیکی توان توقف محصولات همجوشی و اصول فیزیکی آن اشاره گردیده و اندرکنش های مختلفی که ذرات حاصل از واکنش های همجوشی در حین گذر از محیط پلاسما با دیگر ذرات محیط انجام می دهند مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. در فصل سوم، واکنش های همجوشی خاص و توان توقف محصولات این واکنش ها مورد بررسی قرار گرفته و نتایج حاصل ذکر شده است. در نهایت و در فصل چهارم به بحث و بررسی نتایج حاصل پرداخته و در پایان پیشنهادهای جهت ادامه کار در آینده ارائه نموده ایم.

فصل اول

فیزیک پلاسما،

همجوشی هسته ای و روش محصورشدگی لختی

فیزیک پلاسما

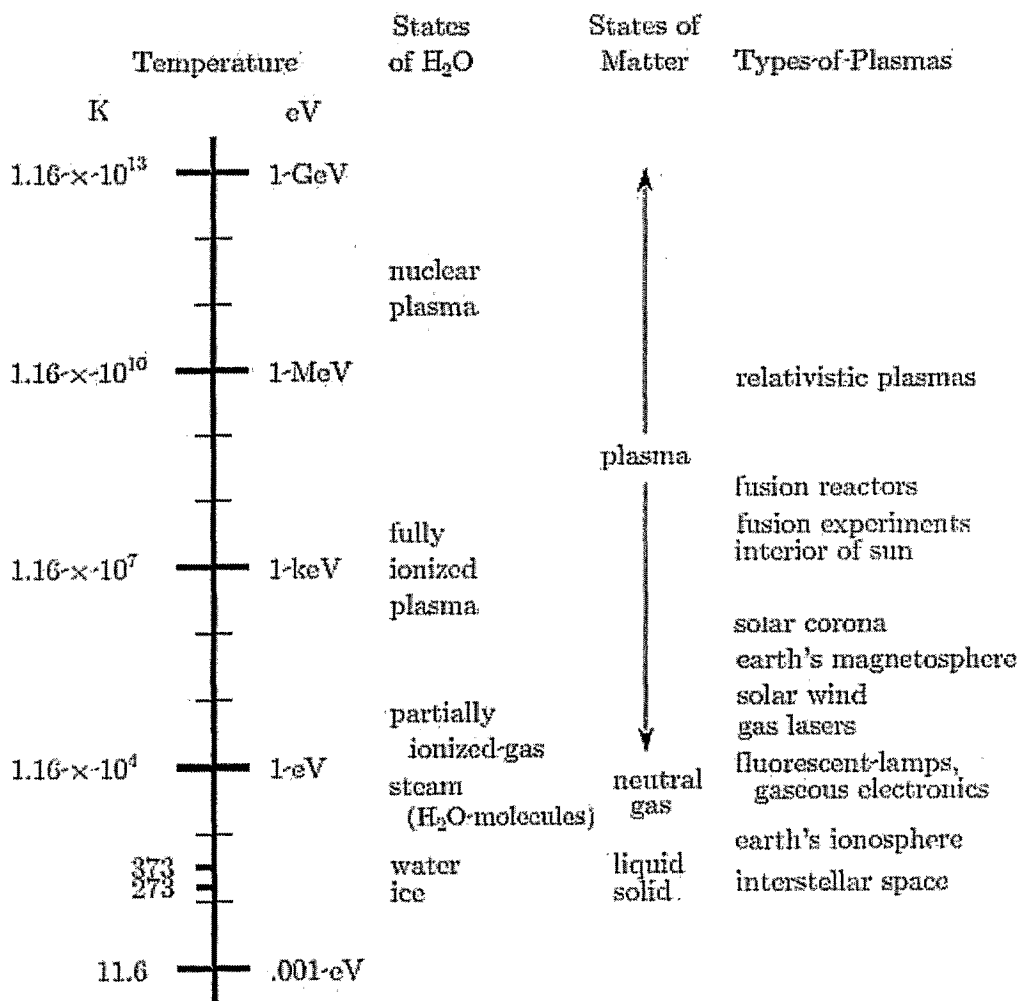
محیط همجوشی هسته ای، یک محیط پلاسماست و پلاسما اغلب به عنوان حالت چهارم ماده خوانده می شود. حالت های مختلف یک ماده زمانی اتفاق می افتد که ماده مورد نظر تا دمای بالاتر از انرژی بستگی حالت ویژه ای که در آن قرار دارد گرم شود و در این حالت تحت انتقال فاز قرار می گیرد. به عنوان مثال H_2O را در نظر بگیرید، ماده متشکله آن در حالت اتمی، مولکولی و ذرات بنیادی در دماهای مختلف در شکل (۱-۱) نشان داده شده است. پلاسما یا حالت چهارم ماده زمانی اتفاق می افتد که گاز را تا نقطه ای گرم کنیم که پیوندهای اتمی شکسته شده و کسر قابل ملاحظه ای از اتم ها به الکترونها با بار منفی و یونها با بار مثبت تفکیک شده و یک گاز یونیزه را ایجاد کنند. کسری از اتم ها که تفکیک شده اند، درجه یونیزاسیون نامیده می شوند. انرژی بستگی اغلب الکترون هایی که به صورت ضعیف در انواع اتم ها مقید هستند، نوعاً از مرتبه انرژی بستگی الکترون در اتم هیدروژن، 13.6MeV است. زمانیکه دما تا کسر قابل ملاحظه ای از انرژی بستگی الکترون افزایش می یابد ($1-0.02$ ~)، در برخورد بین اتم ها در حین حرکت حرارتی شان، کسر قابل ملاحظه ای از اتم ها یونیزه می شوند. دماهای تا حد چند الکترون ولت، نوعاً باعث ایجاد یک گاز اندک یونیزه می شود. اساساً در دماهای بالاتر از چند الکترون ولت فرآیند یونیزاسیون کامل می شود. در این مرحله تقریباً یک گاز کاملاً یونیزه داریم و این حالت همیشه یک پلاسماست، از اینرو چنین محیطی، محیط پلاسمای کاملاً یونیزه نامیده می شود. گرمایش بیشتر این مجموعه از بارها تا حد چند مگا الکترون ولت، پیوندهای هسته ای و تا حد چند گیگا الکترون ولت، پیوند های بین کوارک ها را خواهد شکست. این نتایج به ترتیب منجر به پلاسمای هسته ای و کوارک-گلوئون^۱ خواهد شد. بعضی از انواع معمول پلاسما در سمت راست شکل (۱-۱) آورده شده اند. پلاسماهای اندک یونیزه، نظیر گازهایی که تخلیه الکتریکی در مورد آنها صورت گرفته است (لامپ های فلورسانس و لیزرهای گازی پلاسما)، همینطور یونوسفر زمینی^۲، مگنتوسفر زمینی^۳ و هاله خورشیدی^۴ مثال های برجسته ای از پلاسمای کاملاً یونیزه در فیزیک فضا هستند. اکثر فضای وسیع بین ستاره ای در حالت پلاسماست و گفته می شود ۹۹٪ جهان مرئی تحت حاکمیت فیزیک پلاسماست. هر چند از آنجا که ماده درون ستارگان نیز پلاسماست، پس کسر حقیقی ذراتی که در جهان مرئی در حالت پلاسما هستند بسیار نزدیک واحد است. مثال های بسیار مهم از پلاسماهای کاملاً یونیزه که دمای بالایی دارند، مواد موجود در بادهای خورشیدی و آزمایش های همجوشی هسته ای در روی زمین است.

¹. Quark-Gluon Plasma

². Earth's Ionosphere

³. Earth's Magnetosphere

⁴. Solar Corona



شکل (۱-۱): حالت های مختلف H₂O و انواع مختلف پلاسما در اثر افزایش دما. [۱]

تحقیقات بعدی، پیدا کردن راهی در محصورسازی پلاسما توسط میدان های مغناطیسی یا محصورسازی آن به روش لختی در دماهای حدود 10keV یا بزرگتر از این مقدار است. این کار باید همراه با ایجاد چگالی بسیار بالا در یک زمان محصورسازی مشخص باشد. منظور از ایجاد چنین پلاسماهایی، تولید و توسعه یک منبع جدید انرژی است که در حال حاضر بر مبنای همجوشی گرمازا بین یون های سبک استوار است. به عنوان مثال، از همجوشی بین هسته های دوتریون و تریتون، 17.59 MeV انرژی تولید می شود که بسیار بیش از انرژی برخوردی 4.65keV است که برای غلبه بر سد پتانسیل کولنی بین یون های باردار، مورد نیاز است.

در محیط پلاسما، الکترون ها به دلیل قابلیت تحرک بیشتر در اطراف یون مثبت جمع شده و ابری از الکترون ها را به وجود می آورند و این امر در دمای بسیار بالایی رخ می دهد. رفتار این گاز یونیزه، توسط میدان های الکتریکی و مغناطیسی

بلند برد تعیین می شود که اندرکنش های ناشی از این میدان ها در تضاد با برخورد های کولنی کوتاه بردی است که بین هر ذره با ذرات مجاورش رخ می دهد و این اندرکنش های جمعی نتیجه ای از اثرات تجمعی بلندبرد است.

برای یک پلاسما در حالت کلی، نه پلاسمای منحصر به همجوشی هسته ای، سه پارامتر تعیین کننده وجود دارد:

- مقیاس مشخصه طول (طول دبای λ_D)

- مقیاس مشخصه عکس زمان (فرکانس پلاسما ω_p)

- پارامتر مشخصه برخورد (پارامتر پلاسما Λ_D)

بزرگی این پارامترها تعیین می کند آیا یک گاز تقریباً یا کاملاً یونیزه، پلاسماست یا خیر؟ به عنوان مثال باریکه ای از الکترون ها، گاز درون لامپ فلئورسانس، صاعقه و پلاسمای همجوشی هسته ای.

۱-۱) طول دبای

همانطور که گفته شد پلاسما یک گاز یونیزه است که دارای دمای فوق العاده زیادی است و در این دما، الکترون ها در اطراف یونها جمع شده و محدوده هایی را در این محیط ایجاد می کنند، بطوریکه میدان در این فواصل مشخص، غیر صفر و خارج آنها صفر است. علاوه بر این در محیط پلاسما، برد اندرکنش های کولنی به دلیل اثرات قابل مشاهده تا درون این فواصل مشخص کاهش می یابد. این محدوده ها دارای شعاع مشخصه ای به نام طول دبای می باشند.

بار Ze را در حال سکون در مرکز مختصات در نظر می گیریم و فرض می کنیم ابر الکترونی با چگالی n_e در اطراف این بار وجود داشته باشد. بردار مکان با \vec{r} مشخص می شود و سیستم پلاسما خنثی است. در این صورت معادله حرکت مربوط به سیال

الکترونی در این حالت عبارتست از: [۲]

$$n_e e \vec{E} + \vec{\nabla} p_e = 0 \quad (1-1)$$

که \vec{E} میدان الکتریکی، p_e فشار الکتریکی و $\vec{\nabla} p_e$ گرادیان مکانی این فشار است. حال معادله حالت یک گاز ایده آل را در نظر می گیریم:

$$\vec{p}_e = n_e k_B T_e \quad (2-1)$$

که در آن T_e دمای الکترون و k_B ثابت بولتزمن است. با توجه به اینکه پتانسیل الکترواستاتیکی ϕ بصورت $\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi$

تعریف می شود، معادله حرکت الکترون را میتوان به صورت زیر نوشت:

$$n_e e \nabla \varphi = k_B T_e \nabla n_e \quad (3-1)$$

با توجه به اینکه الکترون دارای توزیع چگالی ماکسولی می باشد برای n_e خواهیم داشت:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T_e}\right) \quad (4-1)$$

که n_{e0} چگالی ثابت اولیه الکترون است. پتانسیل الکترونی نیز از حل معادله پواسون حاصل می شود که عبارتست از:

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi Z e \delta(r) + 4\pi(n_e - n_{e0}) \quad (5-1)$$

که $\delta(r)$ تابع دلتای دیراک است و در $r \rightarrow 0$ پتانسیل، حد $\frac{Ze}{r} \rightarrow \varphi$ را خواهد داشت. با جاگذاری معادله (4-1) در

معادله (5-1) و بسط تابع نمایی برای حالت $1 \ll \left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right)$ ، معادله دیفرانسیلی زیر حاصل می شود:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{\lambda_D^2}\right) \varphi + 4\pi Z e \delta(r) = 0 \quad (6-1)$$

که در آن طول دبابی به صورت زیر تعریف می شود:

$$\lambda_D = \left(\frac{k_B T}{4\pi e^2 n_{e0}}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 743 \left(\frac{T(\text{eV})}{n_{e0}(\text{cm}^{-3})}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (7-1)$$

در نهایت با حل معادله (6-1)، برای پتانسیل، عبارت زیر حاصل می شود:

$$\varphi = \frac{Ze}{r} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_D}\right) \quad (8-1)$$

بدین ترتیب در می یابیم که قانون $\frac{1}{r}$ مربوط به پتانسیل کولنی اندرکنش های کولنی در محیط پلاسما به صورت معادله (8-1)

تغییر می کند و مرتبه اعتبار اندرکنش های کولنی در محیط پلاسما به فاصله ای از مرتبه λ_D کاهش می یابد.

۲-۱) سطح مقطع^۱

یکی از مفاهیم پایه ای فیزیک، مفهوم سطح مقطع است. برای درک مفهوم فیزیکی آن، باریکه ای از ذرات نوع a مثل

الکترون یا پروتون را با شار F_a ذره در واحد سطح در واحد زمان در نظر می گیریم (بعد F_a در دستگاه cgs، $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$

است) و فرض می کنیم باریکه a با ذرات نوع b که دارای چگالی $n_b(\text{cm}^{-3})$ هستند برخورد می کنند. در این صورت،

شار باریکه a بعد از عبور از ضخامت dl از محیط b که شامل $n_b dl$ ذره در واحد سطح است به اندازه dF_a کاهش می یابد

که برای آن خواهیم داشت: [۲]

^۱. Cross Section

$$dF_a \propto F_a n_b dl \quad (9-1)$$

$$dF_a = \sigma_{ab} F_a n_b dl \quad (10-1)$$

ثابت تناسب σ_{ab} که دارای بعد سطح است، سطح مقطع نامیده می شود که از دیدگاه هندسی، سطح موثر مربوط به هر برخورد می باشد. پارامتر سطح مقطع در همجوشی هسته ای، که احتمال وقوع واکنش بین هسته های همجوشی کننده است، تابعی از انرژی و یا سرعت ذرات واکنش دهنده است. البته سطح مقطع، تنها تابعی از انرژی نیست و ممکن است به جهت پراکندگی ذرات پراکنده شده هم بستگی داشته باشد (مانند $\sigma_{ab}(E, \theta, \phi)$ در سیستم مختصات کروی). این مساله ایجاب می کند که یک سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی به صورت $\frac{d^2\sigma_{ab}}{dE d\Omega}$ تعریف شود که $d\Omega$ زاویه فضایی بسیار کوچکی است. سطح مقطع پراکندگی کل در این حالت به صورت زیر تعریف می شود:

$$\sigma_{ab} = \iint dE d\Omega \frac{d^2\sigma_{ab}}{dE d\Omega} \quad (11-1)$$

سطح مقطع پراکندگی الاستیک بین الکترون (با انرژی نه چندان زیاد) و یک اتم خنثی در محیط گازی، با استفاده از تعریف سطح موثر اتم و یک تقریب مناسب و با توجه به اینکه R_0 شعاع ذره خنثی است به صورت زیر تعریف می شود:

$$\sigma_{e0} \approx \pi R_0^2 \quad (12-1)$$

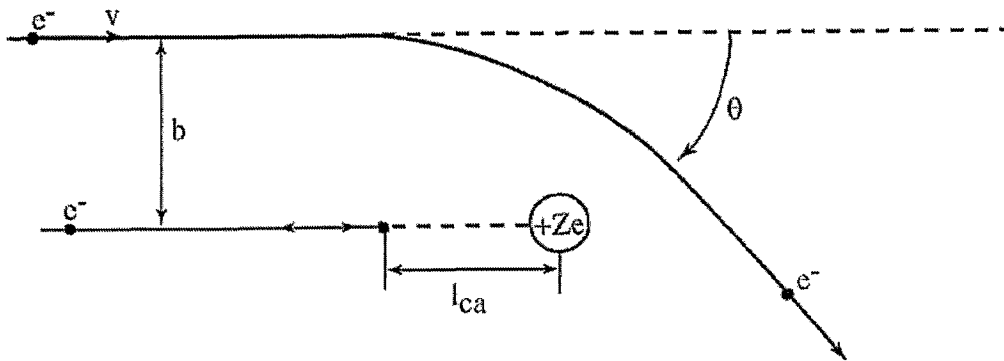
هم چنین تغییرات پارامتر سطح مقطع با رابطه زیر به زاویه پراکندگی مرتبط است :

$$\frac{d\sigma_{ei}}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{Ze^2}{m_e v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (13-1)$$

در رابطه فوق v_e و m_e بترتیب سرعت و جرم الکترون و θ زاویه پراکندگی است. پارامتر برخورد b نیز با رابطه زیر به زاویه پراکندگی θ مربوط است :

$$b \tan \frac{\theta}{2} = \frac{Ze^2}{m_e v^2} \quad (14-1)$$

در شکل (۲-۱) طرح شماتیک برخورد یک الکترون با یک ذره باردار با بار الکتریکی $+Ze$ و پارامتر برخورد b نشان داده شده است.



شکل (۲-۱): طرح شماتیک برخورد یک الکترون با یک ذره باردار. [۲]

هر چند که معادلات (۱۳-۱) و (۱۴-۱) مربوط به برخورد الکترون و یون در سیستم مختصات آزمایشگاهی است، ولی برای

برخورد هر دو ذره با جرم m_1 و m_2 و بار q_1 و q_2 با ایجاد تغییرات زیر قابل اجراست:

- Ze^2 با حاصلضرب $q_1 q_2$ جایگزین شود.

- جرم الکترون با جرم کاهش یافته $m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ جایگزین شود.

- سرعت نسبی ذرات برخوردکننده وارد مساله شود.

- زاویه پراکندگی θ در سیستم مختصات مرکز جرم ذرات برخوردکننده تعریف شود.

سطح مقطع کل برخورد بین الکترون و یون به صورت زیر تعریف می شود:

$$\sigma_{ei} = \int d\Omega \frac{d\sigma_{ei}}{d\Omega} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{Ze^2}{m_e v^2} \right)^2 \int_0^\pi \frac{\sin\theta}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta \quad (15-1)$$

انتگرال فوق در $\theta=0$ واگرا می شود و در صورت استفاده از معادله (۱۴-۱) واگرایی در $b \rightarrow \infty$ رخ می دهد. هر چند

اندرکنش در فواصل دور هم توسط ذرات باردار دیگر قابل مشاهده است ولی به جای حد $b \rightarrow \infty$ یک مقدار مؤثر b_{max}

تعریف می شود، که در حالت کلی در محیط پلاسما، b_{max} همان طول دمای است.

در محاسبه فرکانس برخورد که طبق معادله $v_{ab} = n_b \sigma_{ab} V_a = \frac{v_a}{l_{ab}}$ تعریف می شود، برای برخورد بین الکترون و

یون می توان توزیع سرعت این ذرات را وارد مساله کرد، به این صورت که میانگین تمام سرعت ها را محاسبه کرده و $\sigma_{ab} V_a$

با $\langle \sigma_{ab} V_a \rangle$ جایگزین شود، عبارت فوق پارامتر «سیگماوی» نامیده شده و به عنوان واکنش پذیری گرمایی تعریف می

شود. برای این پارامتر، می توانیم رابطه ای بصورت زیر بنویسیم: