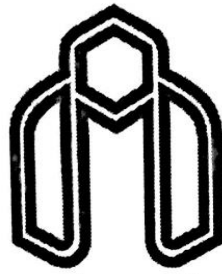


بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

پایان‌نامه کارشناسی ارشد فیزیک هسته‌ای

بررسی اثر فرکانس اعمالی در آهنگ همجوشی و احتراق در همجوشی صوتی

نگارنده: مسعود بهشتیان

استاد راهنما

دکتر مسلم سوهانی

شهریور ۱۳۹۷

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک

گروه هسته‌ای

پایان‌نامه کارشناسی ارشد آقای مسعود بهشتیان

بررسی اثر فرکانس اعمالی در آهنگ همجوشی و احتراق در همجوشی صوتی

در تاریخ / / توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد

مورد ارزیابی و با درجه.....مورد پذیرش قرار گرفت.

امضاء	اساتید مشاور	امضاء	اساتید راهنما
			دکتر مسلم سوهانی

امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء	اساتید داور
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:

تعلیم بہ

پدر و مادر و ہمسرم کہ عزیزترینند۔

سپاس‌گزاری... پ

سپاس بی‌کران پروردگار یکتا را که هستی‌مان بخشید و به طریق علم و دانش رهنمونمان ساخت و به همنشینی رهروان علم و دانش مفتخرمان نمود و خوشه‌چینی از علم و معرفت را روزیمان ساخت. اینک که به فضل پروردگار اثر حاضر در مقام یک پایان‌نامه‌ی کارشناسی ارشد قرار گرفت بر خود لازم می‌دانم مراتب سپاس و قدردانی خود را از آقای دکتر مسلم سوهانی، استاد محترم راهنمای این پایان‌نامه، به خاطر زحمات فراوان و راهنمایی‌های مشفقانه‌ی ایشان در طی دو سال گذشته و همچنین سعه‌صدر و بزرگواری ایشان در طول انجام کار، ابراز نمایم.

همچنین از تمامی کسانی که در مراحل مختلف انجام این تحقیق اینجانب را یاری نمودند، سپاسگزارم و برای تمامی این عزیزان آرزوی موفقیت و سربلندی را دارم.

با سپاس

مسعود بهشتیان

شهریور ماه

تهدیه نامه

اینجانب مسعود بهشتیان دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان‌نامه بررسی اثر فرکانس اعمالی در آهنگ همجواری و احتراق در همجواری صوتی تحت راهنمایی دکتر مسلم سوهانی متعهد می‌شوم.

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .
- مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است .
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید .
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ: ۹۷/۶/۱۵
مسعود بهشتیان
امضاء دانشجو

مالکیت نتایج و حقوق نشر

کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود. استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر منبع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

سونولومینسانس پدیده‌ی گسیل نور از حباب گاز فروریزش کننده در مایع است. اگر شرایط شدیدتری را در سونولومینسانس اعمال کنیم در آن واکنش همجوشی رخ خواهد داد، این پدیده را سونوفیوژن (sf) می‌نامند. در بررسی سونوفیوژن به دلیل شباهت‌هایی که با همجوشی محصورسازی‌یبرسی دارد، ابتدا به بررسی نحوی فروریزش به داخل سوخت در ICF می‌پردازیم. همچنین برخی از پارامترهای مهم همانند زمان محصورسازی، پارامتر احتراق و بهره نوترونی در این نوع همجوشی را معرفی می‌کنیم. در پایان بعد از بررسی کامل سونوفیوژن، از آهنگ همجوشی در محصورسازی مغناطیسی برای محاسبه آهنگ همجوشی در سونوفیوژن استفاده می‌کنیم. در نهایت آهنگ همجوشی برای دو حالت زیر محاسبه می‌کنیم. حالت اول زمانی که داخل حباب فقط سوخت دوتریوم باشد و واکنش همجوشی D-D رخ دهد. در این حالت زمانی که از موج با فرکانس ۳۵ kHz استفاده شد تعداد ۲۸۴ همجوشی در ثانیه بدست آمد. حالت دوم زمانی که داخل حباب سوخت دوتریوم و تریتیوم داشته باشیم و واکنش D-T رخ دهد. در این حالت نیز زمانی که از فرکانس ۳۵ kHz استفاده شد تعداد ۴۸۱۷۳ همجوشی در ثانیه محاسبه شد.

کلمات کلیدی: سونولومینسانس، سونوفیوژن، پارامتر احتراق، بهره‌نوترونی، آهنگ همجوشی.

فهرست مطالب

ک	فهرست جداول
ل	فهرست اشکال
۱	فصل اول: مفاهیم
۲	۱-۱ مقدمه
۴	۲-۱ همجوشی هسته‌ای
۵	۳-۱ واکنش‌های همجوشی
۷	۴-۱ پلاسما
۸	۵-۱ انواع روش‌های همجوشی هسته‌ای
۸	۱-۵-۱ همجوشی محصورسازی مغناطیسی
۱۱	۲-۵-۱ همجوشی محصورسازی اینرسی
۱۲	۳-۵-۱ همجوشی کاتالیزور میونی
۱۳	۴-۵-۱ همجوشی سونوفیوژن
۱۵	۶-۱ احتراق در همجوشی هسته‌ای
۱۵	۷-۱ حباب چیست؟
۱۶	۸-۱ اهداف پایان‌نامه
۱۷	فصل دوم: همجوشی اینرسی (ICF)
۱۸	۱-۲ محصورسازی اینرسی
۱۹	۱-۱-۲ محصورسازی اینرسی به روش محرک مستقیم

۲۰	محصولسازی اینرسی به روش محرک غیر مستقیم
۲۱	پارامترهای فیزیکی در محصولسازی اینرسی
۲۱	زمان محصور سازی در محصولسازی اینرسی
۲۳	شرط احتراق در محصولسازی اینرسی
۲۶	بازده نوترونی در محصولسازی اینرسی
۲۹	فصل سوم: کایتاسیون و پدیده سونولومینسانس
۳۰	کایتاسیون و سونولومینسانس
۳۱	تاریخچه
۳۲	انواع سونولومینسانس
۳۲	سونولومینسانس چند حبابی (MBSL)
۳۳	سونولومینسانس تک حبابی (SBSL)
۳۴	دینامیک حباب و معادله ریلی پلست
۳۵	حباب آزاد
۳۵	حباب تحت میدان فوق صوت
۳۶	معادله ریلی-پلست
۳۸	نیروی بیرکنس
۴۴	عوامل موثر بر شدت تابش و دینامیک حباب سونولومینسانس
۴۴	اثر دمای مایع اطراف
۴۶	نوع مایع و گاز استفاده شده
۴۸	فشار

۴۹۴-۵-۳ کشش سطحی
۵۱	فصل چهارم: آهنگ همجوشی در سونوفیوژن
۵۲۱-۴ سونوفیوژن
۵۶۲-۴ تاریخچه سونوفیوژن
۵۷۳-۴ آهنگ واکنش در MCF
۶۰۴-۴ سیر تحول شعاع حباب در سونولومینسانس
۶۲۵-۴ آهنگ واکنش در سونوفیوژن (SF)
۶۹۶-۴ جمع بندی
۷۱	منابع

فهرست جداول

جدول (۱-۳): شدت تابش نسبی سونولومینسانس در تعدادی سیال نسبت به آب زمانی که گاز درون حباب هوا باشد..... ۴۶

فهرست اشکال

- شکل (۱-۱): نمودار انرژی بستگی متوسط بر نوکلئون بر حسب عدد جرمی..... ۳
- شکل (۲-۱): نمودار انرژی پتانسیل به صورت تابعی از فاصله هسته‌ای..... ۵
- شکل (۳-۱): سطح مقطع واکنش‌های همجوشی هسته‌ای بر حسب انرژی..... ۷
- شکل (۴-۱): (الف) میدان پولوئیدی (ب) میدان چنبره‌ای (ج) مسیر حرکت یون‌ها در میدان مارپیچی..... ۱۰
- شکل (۵-۱): آینه مغناطیسی..... ۱۱
- شکل (۶-۱): ساچمه سوختی D-T..... ۱۲
- شکل (۷-۱): نمای کلی از سونوفیوژن..... ۱۴
- شکل (۱-۲): (آ) روش محرک مستقیم و (ب) محرک غیر مستقیم..... ۲۰
- شکل (۱-۳): مدل قرار گرفتن کره‌های سخت و کره‌های نرم در میدان صوتی..... ۳۹
- شکل (۲-۳): رفتار حباب‌ها در میدان صوتی..... ۴۰
- شکل (۳-۳): نمودار تناوبی فشار و گرادیان فشار بر حسب راستای انتشار..... ۴۲
- شکل (۴-۳): نمودار درخشندگی نور SL بر حسب طول موج‌های مختلف در دماهای متفاوت..... ۴۵
- شکل (۵-۳): شدت تابش نور در حباب SL بر حسب دما برای یک حباب حبس شده زنون در درون چند مایع مختلف..... ۴۵
- شکل (۶-۳): نمودار مقایسه‌ی داده‌های تجربی (نقاط و خطوط پر) تغییرات شعاع حباب گاز حاصل از ۱۵۰ mmHg نیتروژن + ۰.۵٪ آرگون و حباب حاصل از ۳ mmHg آرگون خالص داخل آب با محاسبات حاصل از نظریه پخش برای حباب‌های حاصل از ۳ و ۴ و ۸ mmHg آرگون خالص (خطوط پر)..... ۴۷
- شکل (۷-۳): مقایسه بین حباب گاز نیتروژن در آب با ناخالصی‌های آرگون و زنون..... ۴۸

شکل (۳-۸): اثر دامنه‌های فشار اعمالی مختلف روی شعاع حباب..... ۴۹

شکل (۳-۹): وابستگی بین $\frac{\sigma^2}{P_v}$ و شدت سونولومینسانس..... ۵۰

شکل (۴-۱): نمایی از پدیده‌های سونولومینسانس و سونوفیوژن..... ۵۴

شکل (۴-۲): نمودار تغییرات شعاع حباب سونولومینسانس بر حسب زمان..... ۶۱

شکل (۴-۳): نمودار برآزش مقدار انتگرال بر حسب دماهای مختلف برای D-D..... ۶۳

شکل (۴-۴): نمودار برآزش حاصل از جواب انتگرال بر حسب دماهای مختلف برای D-T..... ۶۷

فصل اول

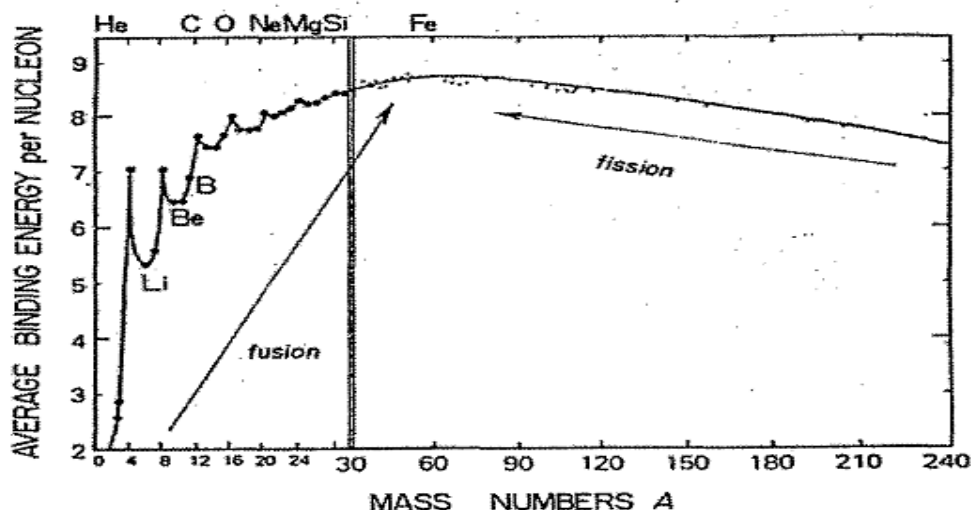
مفہم اولیہ

۱-۱ مقدمه

سال‌های زیادی از مصرف سوخت‌های فسیلی (زغال سنگ، نفت، گاز و...) جهت دستیابی به انرژی مورد نیاز بشر می‌گذرد. منابع سوخت‌های فسیلی به حدی نیست که انرژی مورد نیاز بشر را تا آینده‌های دور تامین کند. همچنین این سوخت‌ها آلودگی‌های زیست محیطی بسیاری به همراه دارند. به همین دلایل انسان همیشه در پی یافتن به نوعی سوخت جایگزین بوده است. انرژی آزاد شده در فرآیندهای هسته‌ای یکی از این گزینه‌های دستیابی به انرژی می‌باشد. این انرژی به دو روش متفاوت از فرآیندهای هسته‌ای طبق آنچه در شکل (۱-۱) انرژی بستگی به ازای هر نوکلئون نشان داده شده قابل حصول می‌باشد. شکافت^۱ و همجوشی هسته‌ای^۲ دو روش برای دستیابی به انرژی مورد نیاز بشر است. در شکافت هسته‌ای با استفاده از شکافت یک هسته‌ی سنگین ناپایدار به دو هسته‌ی سبک پایدارتر انرژی آزاد می‌شود. در روش همجوشی هسته‌ای که فرآیندی عکس فرآیند شکافت می‌باشد دو هسته‌ی خیلی سبک با یکدیگر ترکیب می‌شوند و یک هسته‌ی با انرژی بستگی بیشتر (با جرم کمتر از مجموع جرم دو هسته‌ی سبک اولیه) تشکیل می‌شود. این اختلاف جرم باعث آزاد شدن انرژی می‌شود.

¹ fission

² Nuclear fusion



شکل (۱-۱) نمودار انرژی بستگی متوسط بر نوکلئون بر حسب عدد جرمی [۱]

در فرآیند شکافت هسته‌ای از اورانیوم ^{235}U به عنوان سوخت استفاده می‌شود. اورانیوم را در طبیعت به شکل سنگ از معادن می‌توان استخراج کرد. سنگ اورانیوم استخراج شده از معادن تقریباً دارای ۹۹٫۳ درصد ^{238}U و فقط ۰٫۷ درصد ^{235}U است. بنابراین باید غلظت ^{235}U را نسبت به ^{238}U افزایش داد. این فرآیند را غنی‌سازی اورانیوم می‌نامند. همین فرآیند دشوار استخراج و غنی‌سازی اورانیوم از جمله معایب روش شکافت است. همچنین می‌توان از معایب این روش به وجود پسماندهای مضر و از کنترل خارج شدن راکتورهای شکافت نیز اشاره کرد. در همجوشی هسته‌ای از ایزوتوپ‌های اتم هیدروژن (دوتریوم 2 و تریتیوم 3) به عنوان سوخت استفاده می‌شود. مقدار بالایی دوتریم در آب اقیانوس‌ها وجود دارد. و تریتیوم نیز از برهمکنش نوترون با لیتیوم 6 در پوشش راکتورهای همجوشی و شکافت به دست می‌آید [۲]. که می‌توانند سوخت هزاران سال راکتور همجوشی را تامین کنند و هیچ پسماند مضر در پی ندارند. به همین دلیل بهترین گزینه برای دستیابی به انرژی فرآیند همجوشی

-
- 1 Uranium
 - 2 deuterium
 - 3 tritium
 - 4 litium

هسته‌ای می‌باشد. در ادامه این پایان‌نامه ما به مطالعه فرآیند همجوشی هسته‌ای و انواع آن و به صورت ویژه‌ای به بحث در مورد سونوفیوژن^۱ می‌پردازیم.

۲-۱ همجوشی هسته‌ای

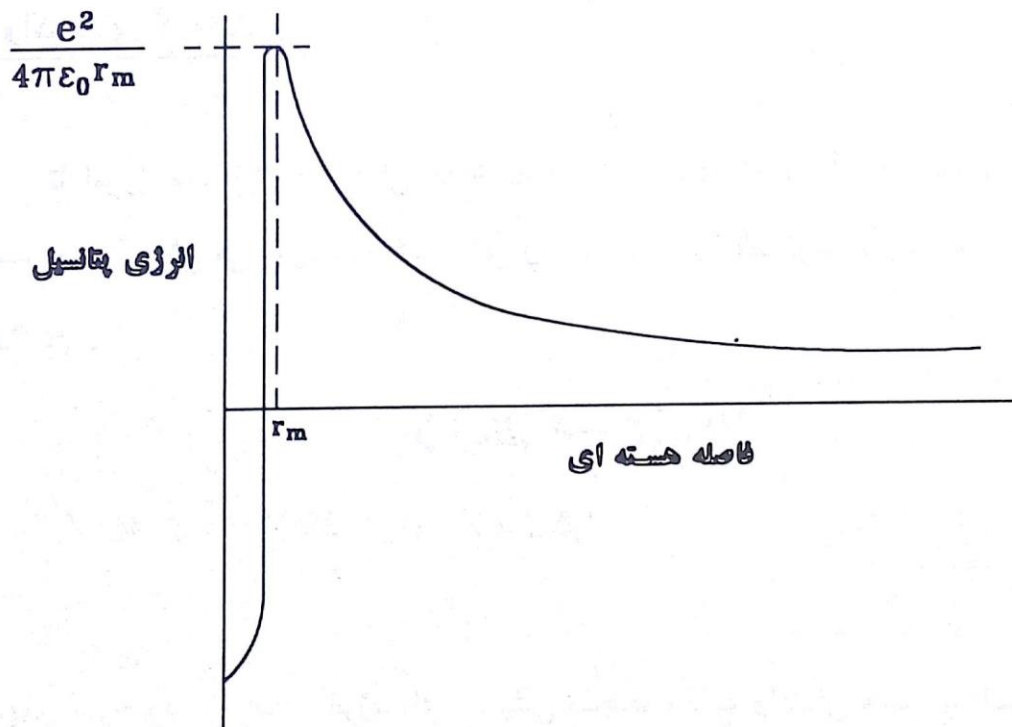
همجوشی هسته‌ای از اساسی‌ترین واکنش‌های در حال انجام در مرکز خورشید می‌باشد. زمانی که دو هسته‌ی خیلی سبک ($A_1 + A_2 \leq 56$) با یکدیگر ترکیب شوند یک هسته‌ی سنگین با جرم کمتر از مجموع جرم دو هسته‌ی سبک واکنش دهنده تشکیل می‌شود [۳,۴].

هسته‌ی یک اتم از مجموعه‌ی پروتون و نوترون تشکیل می‌شود. پروتون‌ها دارای بار الکتریکی مثبت و نوترون‌ها از نظر بار الکتریکی خنثی می‌باشند بنابراین هسته‌ها در کل دارای بار الکتریکی مثبت می‌باشند. هسته‌ها زمانی که می‌خواهند ترکیب شوند باید به نزدیکترین فاصله ممکن از یکدیگر برسند یعنی وارد برد برهمکنش هسته‌ای شوند. اینجاست که بارهای مثبت هسته‌ها در دسرساز می‌شوند و به صورت یک سد پتانسیل کولنی^۲ نشان داده شده در شکل (۲-۱) وارد عمل می‌شوند. چون برد دافعه کولنی بینهایت می‌باشد، هسته‌ها در همان فواصل دور اولیه که از هم دارند به هم نیروی دافعه‌ی کولنی وارد می‌کنند. هر قدر این هسته‌ها بیشتر به یکدیگر نزدیک شوند این نیروی دافعه کولنی بیشتر می‌شود. بنابراین هسته‌ها برای اینکه بتوانند با یکدیگر ترکیب شوند باید از این سد پتانسیل کولنی که بینشان وجود دارد عبور کنند. دو هسته‌ی سبک برای انجام فرآیند همجوشی باید با انرژی جنبشی اولیه‌ای به سمت یکدیگر در حرکت باشند به گونه‌ای که مجموع انرژی جنبشی این دو هسته مقدار بیشتر از ارتفاع سد کولنی باشد. در این صورت این دو هسته بر سد کولنی بینشان غلبه کرده و وارد برد هسته‌ای

¹ Sonofusion

² Coulomb potential barrier

می‌شوند. بنابراین باید یک انرژی اولیه‌ای به دو هسته‌ی واکنش‌دهنده بدهیم تا فرآیند همجوشی هسته‌ای انجام شود.



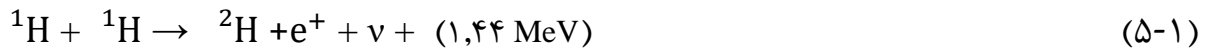
شکل (۲-۱) نمودار انرژی پتانسیل به صورت تابعی از فاصله هسته‌ای [۵]

البته لزومی ندارد در همه جا انرژی اولیه‌ای که به هسته‌های واکنش‌دهنده می‌دهیم بیشتر از ارتفاع سد کولنی بینشان باشد تا فرآیند همجوشی هسته‌ای انجام شود. هسته‌های واکنش‌دهنده می‌توانند با تونل زنی کوانتومی از سد پتانسیل بینشان تونل زده و وارد برد برهمکنش هسته‌ای شوند [۶].

۳-۱ واکنش‌های همجوشی

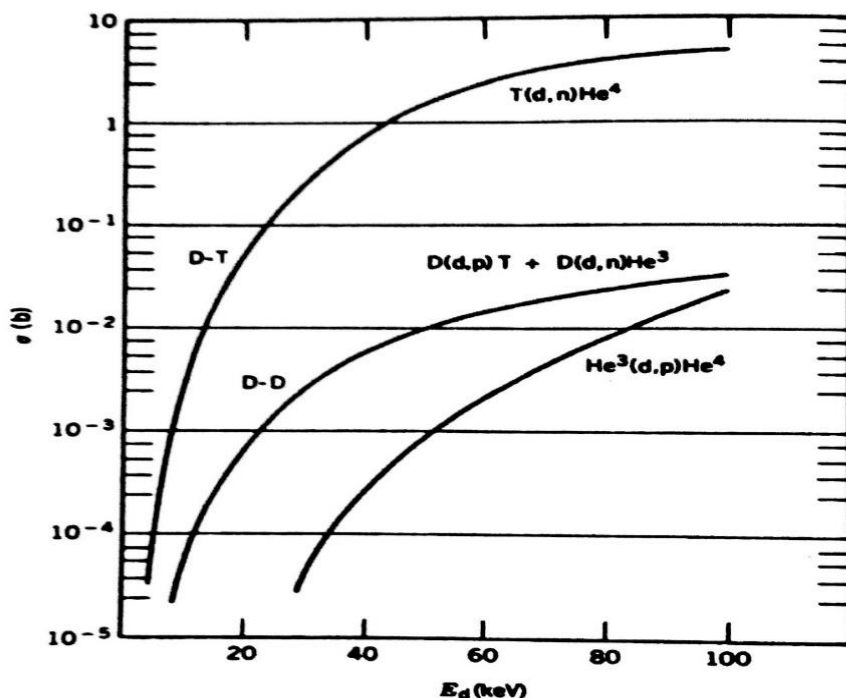
در این قسمت تعدادی از واکنش‌های همجوشی که دارای اهمیت بیشتری نسبت به دیگر واکنش‌های

همجوشی هستند را آورده‌ایم [۷]:



از میان واکنش‌های فوق، واکنش (۱-۱) انرژی به مراتب بیشتری نسبت به دیگر واکنش‌ها آزاد می‌کند. همچنین سطح مقطع واکنش بالاتری، در حدود صد برابر با توجه به شکل (۳-۱)، نسبت به سایر واکنش‌های همجوشی دارد. همچنین تلفات انرژی از طریق تابش ترمزی در پلاسمای^۱ دوتریم-تری‌تیوم فقط در حدود ۴keV است و نسبت به سایر واکنش‌ها کمتر می‌باشد [۶]. این ویژگی‌های واکنش (۱-۱) باعث اهمیت بیشتر این واکنش همجوشی نسبت به سایر واکنش‌ها شده است. این واکنش به عنوان واکنش اساسی در راکتورهای همجوشی برای تولید انرژی با صرف حداقل انرژی اولیه به کار برده می‌شود.

¹ Plasma



شکل (۳-۱) سطح مقطع واکنش‌های همجوشی هسته‌ای بر حسب انرژی [۶].

۴-۱ پلاسما

پلاسما حالت چهارم ماده است. زمانی که تعدادی یا کل اتم‌های موجود در یک گاز را با جدا کردن حداقل یک الکترون از آن یونیزه کنیم، پلاسما تشکیل می‌شود. پلاسما تشکیل شده از یون‌های مثبت و الکترون‌های جدا شده از اتم‌ها می‌باشد و از نظر بار الکتریکی در کل خنثی است. پلاسما دارای دمای بسیار بالایی می‌باشد و زمانی که در تماس با محیط اطراف قرار بگیرد دمای آن فوراً کاهش پیدا می‌کند. اگر پلاسمای داخل راکتور را در نظر بگیریم که با بدنه راکتور تماس داشته باشد علاوه بر اینکه بدنه‌ی راکتور را ذوب می‌کند، باعث هدر رفت گرمای داخل راکتور می‌گردد. به همین دلیل محصورسازی پلاسما مسئله‌ی بسیار مهمی است. زمانی که پلاسما محصورسازی می‌شود دیگر نمی‌تواند گرما را به محیط اطراف انتقال بدهد.

۵-۱ انواع روش‌های همجوشی هسته‌ای

همانطور که در قسمت (۲-۱) بیان کردیم هسته‌ها دارای بار الکتریکی مثبت هستند به همین دلیل بر یکدیگر نیروی دافعه کولنی وارد می‌کنند. بنابراین باید مقدار انرژی اولیه‌ای به این مجموعه هسته‌های واکنش- دهنده بدهیم تا شرایط برای غلبه بر سد کولنی فراهم گردد. روش‌های مختلف انجام همجوشی تاکنون شامل محصورسازی مغناطیسی^۱ (MCF)، محصورسازی اینرسی^۲ (ICF)، همجوشی کاتالیزور میونی^۳ (μ CF) و سونوفیوژن^۴ (SF) است. در ذیل به بررسی تک تک این روش‌های همجوشی می‌پردازیم.

۱-۵-۱ محصورسازی مغناطیسی (MCF)

برای اینکه بتواند همجوشی هسته‌ای رخ دهد، باید مقدار اولیه انرژی به آن بدهیم. مثلا اگر یک محفظه گاز نئون را گرم کنیم تا انرژی گرمایی آن به قدری زیاد شود که احتمال نزدیکی دو هسته و عبور از سد کولنی بینشان بسیار بالا رود، پلاسمایی با دمای بسیار بالا تشکیل خواهد شد. دمای لازم برای این فرآیند به حدود 3×10^8 برابر دمای معمولی یا تقریبا 10^{11} K^{۱۱} بالغ خواهد شد [۶]. مقدار این دما برای همجوشی دوتریم با تریتیوم از مرتبه 10^8 k می‌باشد [۳, ۱۰].

قاعدتا زمانی که این پلازما با این دمای بسیار بالا در هر گونه محفظه‌ای قرار گیرد، اگر با دیواره محفظه تماس داشته باشد، هیچ دیواره‌ای قادر به تحمل چنین دمای نیست. برای جلوگیری کردن از تماس مستقیم پلازما با دیواره محفظه، آن را با میدان‌های مغناطیسی چنبره‌ای در چگالی (10^{14} تا 10^{15} cm^{-3}) در مدت زمان چندین ثانیه محصور می‌کنند که محصورسازی مغناطیسی نام دارد [۳, ۴]. در این روش، همانطور که در

1 Magnetic Confinement Fusion

2 Inertial Confinement Fusion

3 Muon Catalyzed Fusion

4 Sonofusion

شکل (۱-۴آ) نشان داده شده است، یک میدان حلقوی (پولوئیدی^۱) با استفاده از اعمال یک جریان در درون پلاسما ایجاد می‌کنند. این میدان مغناطیسی بر اساس قانون نیروی لورنتس^۲ بر ذرات پلاسما که باردار هستند نیرو وارد می‌کند. جریان ایجاد شده در درون پلاسما به گرم شدن پلاسما نیز کمک می‌کند.

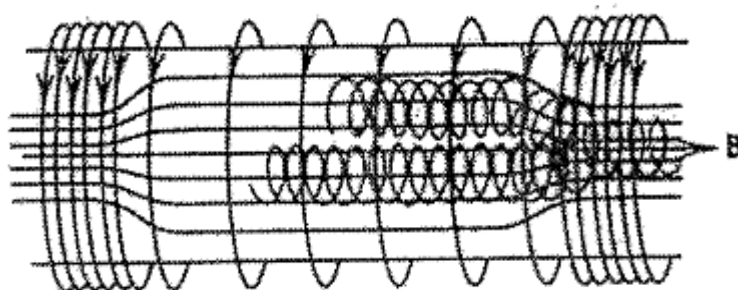
$$\vec{F} = q. (\vec{V} \times \vec{B}) \quad (1-1)$$

این نیروی وارد شده از طرف میدان حلقوی باعث محدود شدن حرکت ذرات پلاسما در دو بعد می‌شود.

همچنین یک میدان چنبره‌ای مطابق شکل (۱-۴ب) نیز با استفاده از جریان ایجاد شده در یک چنبره به وجود می‌آورند. ترکیب این میدان با میدان حلقوی، پلاسما را وادار به حرکت در جهت نشان داده شده در شکل (۱-۴ج) می‌کند. محدود شدن حرکت ذرات در دو بعد باعث جلوگیری از تماس پلاسما با دیواره می‌شود. این مجموعه را توکامک^۳ می‌نامند.

روش دیگری که با میدان‌های مغناطیسی پلاسما را محصور می‌کنند با استفاده از آینه‌های مغناطیسی^۴ است. آینه‌ی مغناطیسی، سیملوله‌ای با یک جریان عبوری از آن است که در دو طرف انتهای آن تراکم سیم پیچ‌ها بالاتر از قسمت‌های مرکزی می‌باشد. این باعث به وجود آمدن میدان قویتری در دو انتهای سیملوله می‌شود و در قسمت میانی میدان ضعیف‌تری را داریم. در شکل (۱-۵) تصویر یک آینه‌ی مغناطیسی نشان داده شده است.

1 Poloidal Field
 2 Lorentz Force
 3 Tokamak
 4 Magnetic Mirror



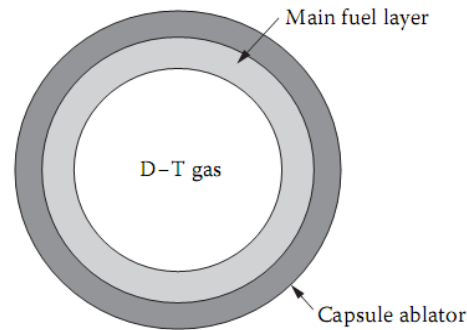
شکل (۵-۱) آینه مغناطیسی

البته محصورسازی پلاسما نمی‌تواند مطلق باشد انرژی پلاسما از راه‌های مختلفی تلف می‌شود. مهمترین راه اتلاف انرژی در پلاسما مربوط به تابش ترمزی است. زمانی که دو ذره پراکندگی کولنی انجام می‌دهند در طی پراکندگی شتاب وارد شده به این ذرات باعث ایجاد تابش ترمزی می‌شود. از معایب این روش همجوشی می‌توان به مطلق نبودن محصورسازی پلاسما و استفاده از میدان‌های مغناطیسی قوی اشاره کرد.

۲-۵-۱ محصورسازی اینرسی (ICF)

در محصورسازی مغناطیسی پلاسما را در چگالی (10^{14} تا 10^{15} cm^{-3}) در مدت زمان چندین ثانیه محصور می‌کنند. اما در محصورسازی اینرسی مدت زمان محصورسازی بسیار کوتاه در حدود ($\tau \leq 10^{-10} \text{ s}$) و چگالی ذره‌ای بزرگتر از 10^{25} cm^{-3} است. در این روش مقدار کوچکی از مواد همجوشی دهنده را در یک مدت زمان بسیار کوتاه تا چگالی‌های خیلی بالا با استفاده از نیروهای خارجی قوی متراکم می‌کنند [۸,۹]. این نیرو توسط لیزرهایی با توان بالا تامین می‌شود. در این روش لیزرهایی با توان بالا به صورت کاملاً متقارن بر روی ساچمه‌ی سوختی نشان داده شده در شکل (۶-۱) تابیده می‌شوند و ساچمه سوختی را تا چگالی‌های بسیار بالا متراکم می‌کنند. تراکم بسیار بالا در مرکز این کپسول باعث افزایش دما در این ناحیه می‌شود. ساچمه سوختی همانطور که در شکل (۶-۱) نشان داده شده است، شامل یک قسمت مرکزی با گاز DT، یک کپسول نگه دارنده

و یک لایه‌ی نازک، سوخت اصلی DT جامد است. دما و چگالی بسیار زیاد در ناحیه مرکز کپسول باعث فرآهم آمدن شرایط ایجاد همجوشی هسته‌ای در این ناحیه می‌شود.



شکل (۶-۱) ساچمه سوختی D-T [۹,۱۱]

در این قسمت به همین مقدار از توضیحات در مورد محصورسازی اینرسی اکتفا می‌کنیم و بررسی کاملتر این روش را به فصل دوم این پایان نامه موکول می‌کنیم.

۳-۵-۱ همجوشی کاتالیزور میونی (μCF)

در همجوشی کاتالیزور میونی نیازی به ایجاد دما و فشار غیر عادی نداریم. در این فرآیند یک دسته از واکنش‌های شیمیایی، که با جایگزینی میون منفی به جای الکترون در اتم هیدروژن آغاز می‌شوند، منجر به تولید یک مولکول میون‌دار می‌شود که در آن به جای یک الکترون یک میون قرار گرفته است. وجود میون در این مولکول باعث کوچک شدن اندازه مولکول و در نتیجه باعث نزدیک شدن بسیار زیاد هسته‌های ایزوتوپ‌های هیدروژن به یکدیگر می‌شود. در انتهای این فرآیند فاصله دو هسته از یکدیگر به $(\sim 10^{-13} \text{ cm})$ می‌رسد، به گونه‌ای که سد پتانسیل کولنی بین دو هسته‌ی مولکول باریک می‌شود. به این ترتیب دو هسته‌ی مولکول می‌توانند به راحتی با دریافت انرژی نوسانی مولکول، از این سد عبور کرده و همجوشی هسته‌ای با آهنگ بسیار بالایی انجام دهند. به این ترتیب هسته‌های ایزوتوپ‌های هیدروژن بدون نیاز به شرایط غیر عادی در کنار یکدیگر فشرده

می‌شوند، تا همجویشی نمایند. این نوع از همجویشی به خاطر انجام شدن در دمای بسیار پایین را همجویشی سرد نیز می‌نامند.

میون مانند الکترون یک لپتون است و از ذرات بنیادی در طبیعت می‌باشد. تفاوت میون منفی با الکترون تنها در جرم آنها و عدد کوانتومی لپتونی آنهاست. جرم سکون میون منفی، ۲۰۶ برابر جرم سکون الکترون می‌باشد و به همین دلیل انرژی تقید بیشتری نسبت به الکترون در اتم هیدروژن دارد. به همین دلیل در برخورد با اتم هیدروژن بلافاصله جایگزین الکترون می‌شود و یک اتم میون‌دار به اندازه تقریباً ۲۰۶ برابر کوچکتر از اتم الکترون‌دار تشکیل می‌دهد. همجویشی کاتالیز شده توسط میون برای اولین بار توسط فرانک در سال ۱۹۴۸ وقتی که وی روی تابش‌های کیهانی تحقیق می‌کرد مشاهده شد [۷].

۱-۵-۴ سونوفیوژن (SF)

سونوفیوژن یا همان همجویشی صوتی یکی دیگر از روش‌های همجویشی هسته‌ای می‌باشد. در این روش مانند پدیده‌ی سونولومینسانس^۱ حباب‌های گازی (حاوی دوتریوم و تربیتیوم) با شعاع از مرتبه μm در داخل یک مایع، تحت امواج فوق صوتی به دام می‌افتند. در این پدیده وقتی ما حباب‌های گازی را در معرض امواج فوق صوتی قرار دهیم این حباب‌ها شروع به نوسان می‌کنند. در طی این نوسانات حباب‌ها به داخل فرو می‌ریزند^۲. رمبش به درون حباب‌ها باعث ایجاد یک دما و چگالی قابل ملاحظه‌ای در مرکز حباب‌ها می‌شود و پالس‌های نوری در محدوده زمانی پیکو ثانیه منتشر می‌شوند.

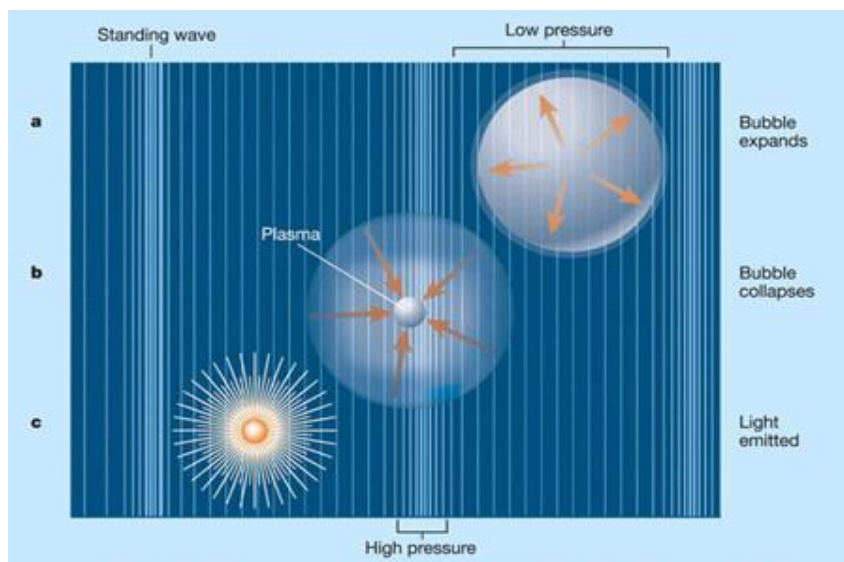
در پدیده سونولومینسانس می‌توانیم با تغییر ایجاد شرایط محیطی متفاوت، شرایط داخل حباب را در هنگام فروریزش به داخل حادثر کنیم. یعنی با تغییر مایع میزبان یا فرکانس موج اعمالی و اندازه حباب و... دمای داخل

¹ sonoluminescence

² implosion

حباب را به حدی برسانیم که شرایط برای همجوئی فراهم شود. آنگاه می‌تواند پدیده سونوفیوژن (همجوئی صوتی) رخ دهد.

پدیده‌ی سونولومینسانس نزدیک به ۸۰ سال است که شناخته شده است. ولی تحقیقات در مورد سونوفیوژن تقریباً از حدود سالهای ۱۹۹۰ به بعد با کارهای جونز^۱، فلین^۲ و پاترمن^۳ شدت گرفت و همچنین تحقیقات زیادی در این زمینه از تالیرخان^۴ و لاهی^۵ به ثبت رسیده‌اند [۱۰]. در شکل (۷-۱) مراحل انجام سونوفیوژن به نمایش در آمده است. در این قسمت ما به همین مقدار در مورد سونوفیوژن بسنده می‌کنیم و تشریح کاملتر آن را در فصل ۴ بیان می‌کنیم.



شکل (۷-۱) نمای کلی از سونوفیوژن

- 1 S.E.Jones
- 2 Hagh.G.Flynn
- 3 s.putterman
- 4 R.P.Taleyarkhan
- 5 Lahey

۱-۶ احتراق در همجوشی هسته‌ای

خورشید انرژی حرارتی خود را از واکنش همجوشی تامین می‌کند و باعث مشتعل شدن و نورانی شدن خورشید می‌شود. اکنون این سوال پیش می‌آید که سیاره‌ی مشتری، که عمدتاً از هیدروژن تشکیل شده است، چرا خاموش است و مشتعل نمی‌شود؟ آیا در مرکز این سیاره همجوشی انجام نمی‌شود؟

همجوشی هسته‌ای همانطور که در قسمت‌های قبل به آن اشاره شده می‌تواند با استفاده از پدیده تونل زنی کوانتومی انجام شود و حتماً نیاز به شرایط دمایی بالا ندارد. بنابراین در مرکز سیاره مشتری نیز همجوشی رخ می‌دهد. پس چرا این سیاره مشتعل نمی‌شود؟

اگر انرژی تولید شده از واکنش همجوشی در یک منبع بیشتر از تمام انرژی‌های اتلافی به روش‌های مختلف در آن باشد، شرط احتراق در آن برآورده شده است و آن منبع مشتعل می‌شود [۱۴، ۱۲]. بنابراین زمانی که تعداد همجوشی‌ها در واحد زمان به حدی برسد که انرژی حاصل بیشتر از انرژی اتلافی باشد احتراق رخ می‌دهد. در سیاره مشتری به دلیل این که تعداد همجوشی‌ها در واحد زمان به حدی نیست که انرژی حاصل از همجوشی بیشتر از تلفات انرژی شود احتراق رخ نمی‌دهد و سیاره‌ی مشتری مشتعل نمی‌گردد.

۱-۷ حباب چیست؟

زمانی که یک فاز از یک ماده در فازی دیگر از یک ماده‌ی دیگر یا همان ماده محبوس شده باشد حباب تشکیل می‌شود [۱۲]. برای مثال حباب گازی که درون یک مایع تشکیل می‌گردد، یک فاز گازی حبس شده در داخل یک فاز مایع می‌باشد. در این پایان نامه حباب سونولومینسانس یک فاز گاز است که در داخل فاز مایع حبس شده است.

۸-۱ اهداف پایان نامه

در فصل اول این پایان نامه برخی از مفاهیم اولیه مورد نیاز، بررسی شدند. در فصل بعد به دلیل وجود مشابهت‌هایی بین محصورسازی اینرسی و سونوفیوژن، بررسی کامل محصورسازی اینرسی بیان شده است. همچنین در این فصل به بررسی پارامترهای حکم فرما در محصورسازی اینرسی خواهیم پرداخت. بررسی پدیده سونولومینسانس و پارامترهای کلی تاثیرگذار در این پدیده، در فصل سوم بیان خواهد شد. در فصل چهارم نیز به بررسی سونوفیوژن و همچنین محاسبه یک رابطه برای آهنگ همجوشی در آن می‌پردازیم. در نهایت جمع‌بندی و پیشنهادات ارائه شده است.

فصل دوم

محمور سازی اینرسی (ICF)

آهنک، بمبوشی در ICF

۱-۲ محصورسازی اینرسی (ICF)

در محصورسازی اینرسی یک پوسته برودتی کروی از دوتریوم و تریتیوم با یک سرعت تقریباً بالایی در حدود (۲۰۰-۴۰۰ Km/s) شروع به فروریزش^۱ به درون می‌کند. این رمبش با سرعت بالا منجر به محصورسازی سوخت DT گازی در زمان بسیار اندک در حدود 10^{-10} s و چگالی ذره‌ای بزرگتر از 10^{25} cm⁻³ می‌گردد. بنابراین دمای و چگالی در مرکز بسیار زیاد می‌شود. این مجموعه سوخت، در پایان شامل یک نقطه‌ی داغ^۲ مربوط به هسته‌ی مرکزی با چگالی پایین (۳۰-۱۰۰ g/cc) و دمای بالای (۳-۸ keV) است. همچنین پیرامون آن لایه‌ای از سوخت با چگالی بالا ۳۰۰-۱۰۰۰ g/cc و دمای پایین در حدود ۲۰۰-۴۰۰ eV تشکیل می‌شود [۱۳].

در محصورسازی اینرسی یک کپسول با پوسته جامد از DT^۳ که با گاز DT پر شده است توسط لیزر به صورت کاملاً یکنواخت تحت بمباران قرار می‌گیرد. پالس لیزر اعمالی باعث تشکیل یک موج شوک به سمت داخل می‌شود. این موج شوک با سرعت کمتر از سرعت صوت در داخل پوسته کپسول شروع به حرکت می‌کند. همانطور که موج شوک در حال حرکت به داخل است، توان لیزر به حد اکثر مقدار خود افزایش می‌یابد. این افزایش توان لیزر باعث تشکیل یک موج تراکم به سمت داخل پوسته می‌گردد. موج شوک و موج تراکم هر دو از نوع موج فشار افزایشی هستند. سرعت موج شوک از سرعت موج تراکم کمتر می‌باشد، به همین دلیل قبل از رسیدن به سطح داخلی پوسته با یکدیگر ادغام می‌شوند. زمانی که این دو موج با هم ادغام شوند، یک موج فشار افزایشی با سرعت بالایی به سمت داخل شروع به انتشار می‌کند. همچنین در جهت عکس، یک موج فشار کاهش‌ی نیز منتشر می‌شود. این موج فشار کاهش‌ی به سمت بیرون کپسول سوخت شروع به حرکت می‌کند. زمانی که به سطح دیواره‌ی بیرونی کپسول سوخت می‌رسد، دیواره‌ی کپسول یک افت فشار به سمت داخل را احساس می‌کند و به سمت داخل شتاب

1 Implosion

2 Hot spot

^۳ کپسول متشکل از سوخت جامد DT در دمای کمتر از یک کلویین است، که آن را کپسول برودتی نیز می‌نامند.

می‌گیرد. این مرحله را فاز شتاب‌دهی^۱ می‌نامند. در این فاز پوسته‌ی کپسول سوخت به سرعت بالایی می‌رسد، که آن را سرعت فروریزش^۲ به درون می‌نامند [۱۱].

فاز شتاب‌دهی با خاموش شدن لیزر پایان می‌یابد و پوسته همچنان با سرعت تقریباً ثابت V_i به حرکت خود به سمت داخل ادامه می‌دهد. در نهایت پوسته به دلیل ایجاد فشار شدید در مرکز کپسول شروع به کند شدن می‌کند که به آن فاز کاهش سرعت می‌گویند. فاز کاهش سرعت در طی برخوردهای متوالی موج شوک بازتاب شده از مرکز با دیواره‌ی داخلی پوسته رخ می‌دهد. این فاز کاهش سرعت تا جایی رخ می‌دهد که پوسته متوقف می‌شود، که به آن مرحله رکود^۳ می‌گویند. در مرحله رکود مرکز کپسول سوخت به بیشترین دما و تراکم می‌رسد و آن را نقطه‌داغ می‌نامند [۱۱]. رسیدن به چنین دمای بالایی در مرکز کپسول سوخت به دو روش امکان پذیر است که در ادامه به آن می‌پردازیم.

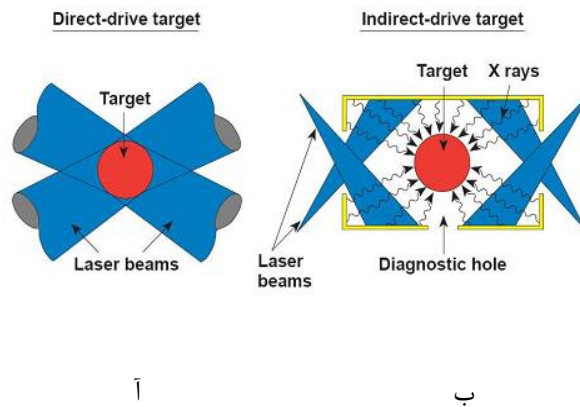
۱-۱-۲ محصورسازی به روش محرک مستقیم^۴

در این روش یک لیزر پر قدرت به صورت تقریباً متقارن مستقیماً همانند شکل (۱-۲، آ) بر کپسول سوخت تابیده می‌شود. که روش محرک مستقیم نام دارد. در این روش به دلیل تابیدن مستقیم لیزر روی هدف تقارن کامل نداریم. این باعث ناپایداری‌های در هدف می‌گردد که این ناپایداری‌ها باعث تراکم نامتقارن در هدف می‌شود. تراکم نامتقارن در هدف باعث می‌شود شرایط ایجاد شده از لحاظ فشار و دما در ساچمه‌های سوختی کاهش پیدا کند.

1 Accelerate phase
2 Implosion Velocity
3 Stagnat
4 Direct drive

۲-۱-۲ محصورسازی به روش محرک غیرمستقیم^۱

در این روش مانند روش محرک مستقیم لیزر به صورت مستقیم به هدف تابیده نمی‌شود. در این روش ساچمه سوختی درون یک پوشش از مواد با عدد اتمی (Z) بالا قرار گرفته است که این پوشش هولورام^۲ نام دارد. لیزر در این روش روی این پوشش مانند شکل (۲-۱، ب) تابیده می‌شود. با تابیدن لیزر به سطح این پوشش پرتوهای X حاصل می‌شوند، این پرتوها به صورت متقارن تر، نسبت به روش محرک مستقیم، بر روی سوخت تابیده می‌شوند. که محرک غیر مستقیم می‌نامند. در این روش پرتوهای X به صورت متقارن تر بر روی هدف تابیده می‌شوند. به همین دلیل ناپایداری‌های ایجاد شده در اثر همگرایی نامتقارن هدف، کمتر می‌شوند. این باعث کمتر شدن اثرات ناپایداری روی شرایط داخلی نقطه‌ی داغ هدف می‌شود.



شکل (۱-۲) (آ) روش محرک مستقیم و (ب) محرک غیر مستقیم [۱۱]

1 Indirect drive

2 Hohlraum

۲-۲ پارامترهای فیزیکی در محصور سازی اینرسی

با توجه به دو روش بیان شده در فوق ما می‌توانیم در سوخت‌های کروی دوتریوم و تریتیوم یک فروریزش به درون با سرعت بالایی ایجاد کنیم. این فروریزش به درون همانطور که قبلاً بیان شد باعث محصورسازی سوخت DT گازی در زمان بسیار اندک در حدود 10^{-10} s و چگالی ذره‌ای بزرگتر از 10^{25} cm^{-3} می‌گردد. تحت تاثیر این دما و فشار زیاد نقطه داغ در این اهداف واکنش همجوشی زیر به آهنگ مناسبی می‌رسد:



بخشی از سطح داخلی پوسته جامد توسط نقطه‌ی داغ شروع به خورده شدن می‌کند و تبدیل به سوخت گازی در اطراف نقطه‌ی داغ می‌شود. دمای این گاز توسط ذرات آلفا در نقطه‌ی داغ بالا می‌رود. این افزایش دما باعث رخ دادن همجوشی در این ناحیه می‌شود [۱۴].

در این نوع محصورسازی پارامترهای فیزیکی هستند که دارای اهمیت هستند. در ذیل به محاسبه‌ی تعدادی از این پارامترهای فیزیکی همچون زمان محصورسازی و شرط احتراق و همچنین بازده نوترونی می‌پردازیم.

۲-۲-۱ زمان محصورسازی در محصورسازی اینرسی

در این قسمت ما از طریق ملاحظات ساده در پی محاسبه‌ی یک رابطه برای زمان محصورسازی در ICF هستیم. نقطه داغ توسط عملکرد پیستونی لایه بسیار چگال اطراف و انرژی بر جایی گذاشته از ذرات آلفا متراکم و گرم می‌شود. تا زمانی که فشار نقطه‌ی داغ توسط لایه اطراف محدود است واکنش‌های همجوشی رخ می‌دهند.

اگر پوسته را با پوسته‌ی نازک و بسیار چگال از DT با ضخامت Δ ، بسیار کوچکتر از شعاع پوسته‌ی R، تقریب بزنیم. می‌توان یک رابطه به شکل $\frac{R}{R}$ که یک واحد زمانی دارد تعریف کنیم [۱۵]. با این حال اوج تراکم زمانی رخ می‌دهد که پوسته ساکن می‌شود. در این حالت تمام انرژی جنبشی لایه تبدیل به انرژی درونی نقطه‌ی داغ

می‌شود. بنابراین با صفر شدن \dot{R} دیگر رابطه‌ی بالا معتبر نخواهد بود. در این حالت یک تعریف $\tau \sim \sqrt{\frac{R}{\dot{R}}}$ زمان محصور سازی ارائه می‌دهیم. زمانی که نیروی وارد شده بر لایه نازک سوخت فقط ناشی از فشار P داخلی نقطه‌ی داغ باشد، تحولات شعاع R به صورت زیر از قوانین نیوتون^۱ پیروی می‌کند [۱۶]:

$$M_{sh} \ddot{R} = 4 \pi R^2 P \quad (2-2)$$

M_{sh} در اینجا جرم پوسته نازک می‌باشد. با جایگزین کردن \dot{R} از معادله‌ی نیوتون در رابطه‌ی مربوط به τ به رابطه زیر برای زمان محصور سازی اینرسی می‌رسیم (زیروند S برای نمایش دادن حالت رکود می‌باشد) [۱۳، ۱۵].

$$\tau \sim \sqrt{\frac{M_{sh}}{4 \pi P_s R_s}} \quad (3-2)$$

در حالی که فشار نقطه‌ی داغ تقریباً یکنواخت است. انرژی داخلی آن از انرژی جنبشی لایه‌ی نازک آمده است. می‌توانیم رابطه‌ی زیر را به دست آوریم:

$$2 \pi P_s R_s^3 = \theta (1/2) M_{sh} v_i^2 \quad (4-2)$$

که در آن v_i سرعت رمبش به درون و θ کسری از انرژی جنبشی لایه نازک که به انرژی داخلی نقطه‌ی داغ تبدیل شده است. در یک لایه‌ی بسیار نازک $\theta=1$ می‌شود. بنابراین تمام انرژی جنبشی لایه‌ی نازک به انرژی داخلی نقطه‌ی داغ تبدیل می‌شود. این حالت برای بیشتر لایه‌های با ضخامت معین یعنی مدل‌های واقعی ترصیح نیست.

با محاسبه‌ی M_{sh} از معادله‌ی (۲-۴) و با جایگذاری آن در معادله‌ی (۲-۳) زمان محصور سازی را به صورت

زیر بازنویسی می‌کنیم:

¹ Newton's law.

$$\tau \sim \frac{R_s}{v_i} \sqrt{\frac{1}{\theta}} \quad (5-2)$$

در پوسته‌های ضخیم قسمت اثرگذار در زمان محصورسازی تمام پوسته کامل نیست. بلکه فقط قسمتی از این پوسته‌ی ضخیم بر زمان محصورسازی اثر می‌گذارد. این قسمت از پوسته را پوسته راکد در زمان احتراق می‌نامند. جرم آن را با M_{sh}^s نشان می‌دهند که جرم رکود^۱ نام دارد. این دقیقاً همان جرمی است که از طریق تبدیل انرژی جنبشی به فشار، انرژی نقطه‌ی داغ را تامین می‌کند. بنابراین در معادلات (۲-۴) و (۲-۳) فقط باید جرم رکود را به کار ببریم.

در رمبش به درون‌های ICF با پوسته نازک در حدود نیمی از جرم کل در زمان احتراق راکد می‌باشد. اما در پوسته‌های ضخیم فقط در حدود ۱۰٪ از جرم کل پوسته در زمان احتراق راکد می‌باشد [۱۳، ۱۵]. قسمت باقی‌مانده‌ی پوسته هنوز در حال حرکت به سمت داخل می‌باشد و در تغییرات دما و فشار نقطه‌ی داغ شرکت نمی‌کند.

۲-۲-۲ شرط احتراق در محصور سازی اینرسی

می‌توانیم توسط بالانس کردن توان گرمایشی ذرات آلفا و تلفات انرژی در نقطه داغ یک فرم ساده و مفید از معیار لاسون برای احتراق (۵-۱) به صورت زیر بدست آوریم:

$$P\tau > \frac{24}{\epsilon_\alpha S(T_0)} \quad (6-2)$$

که در آن P فشار بر حسب atm و τ زمان محصورسازی بر حسب s و ϵ_α انرژی ذرات آلفا برابر 3.5 MeV می‌باشد. تابع $S(T_0)$ قانون توانی دمایی مرکزی است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

¹ Stagnation Mass

$$S(T_0) = \frac{1}{V_{hs}} \int_{V_{hs}} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T^2} dV \quad (7-2)$$

در آن V_{hs} حجم نقطه‌ی داغ بر حسب cm^3 ، T دمای نقطه‌ی داغ بر حسب keV می‌باشد. پارامتر $P\tau$ اکثراً در پلاسماهایی که به صورت مغناطیسی محصورسازی شده باشند، مانند پلاسماهای درون توکامک به کار برده می‌شود. پلاسماهای درون توکامک می‌توانند تا دمای 10 KeV گرم شوند. بنابراین برای اینکه شرط احتراق برای بیشینه مقدار S برآورده شود نیاز به کمینه‌ی مقدار $P\tau$ در MCF دارد.

برای یک هدف معمولی در ICF، بیشینه S در یک دمای مرکزی در حدود $T_0 \approx 19 \text{ keV}$ اتفاق می‌افتد [15]. چنین دمای بالایی فقط پس از احتراق قابل دسترس است. در حقیقت بالا بردن دما با کار مکانیکی مستلزم سرعت فروریزش بالایی در حدود $700 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ می‌باشد. چنین اهدافی که در سرعت‌های بسیار بالا هدایت شوند به طور هیدرودینامیکی ناپایدار می‌شوند. برای کاهش سرعت فروریزش، احتراق در ICF در دمای میانگین 5 keV، که از دمای احتراق در MCF کمتر است رخ می‌دهد. به این شکل از ناپایداری‌های هیدرودینامیکی¹ جلوگیری می‌شود. با استفاده از این تفاوت می‌توان شکل $P\tau S(T_0)$ را به عنوان پارامتر مهمتر از $P\tau$ در ICF محاسبه نمود. برای رسیدن به این هدف می‌توان به طور کلی یک پارامتر احتراق χ را به وسیله‌ی دستکاری در معادله‌ی (2-6) به صورت زیر تعریف کرد:

$$\chi \equiv \epsilon_\alpha P\tau S(T_0) / 24 \quad (8-2)$$

فشار و دما و زمان محصورسازی برای سیستم‌های MCF را می‌توان به راحتی محاسبه و اندازه‌گیری کرد. به همین دلیل پارامتر $P\tau$ و χ به راحتی قابل محاسبه هستند. اما در مورد ICF که نمی‌توان P و τ را مستقیماً اندازه گرفت، نمی‌توانیم پارامترهای $P\tau$ و χ را به طور صریح محاسبه کنیم. در یک فروریزش یک بعدی می‌توان پارامتر $P\tau$ را بر حسب ترم‌های قابل اندازه‌گیری هیدرودینامیکی به صورت زیر بازنویسی کرد [15]:

¹ Hydrodynamically Unstable

$$P\tau(1 D) \approx 8 [\rho R_{\text{tot}(n)}^{\text{no } \alpha} T_n^{\text{no } \alpha}]^{0.8} \quad (9-2)$$

در اینجا Pt بر حسب atm.s و ρR بر حسب g.cm^{-2} و T بر حسب KeV می‌باشند. پارامتر احتراق در معادله (۸-۲) را می‌توان با استفاده از معادله (۹-۲) به صورت زیر بر حسب پارامترهای قابل اندازه‌گیری بازنویسی کرد:

$$\chi_{1D} \approx [\rho R_{\text{tot}(n)}^{\text{no } \alpha}]^{0.8} \left[\frac{T_n^{\text{no } \alpha}}{4.3} \right]^2 > 1 \quad (10-2)$$

مدل احتراق یک بعدی می‌تواند با انتگرال‌گیری انرژی ذره‌ی آلفای برجای مانده روی حجم نقطه‌ی داغ، که منجر به تابع اصلاح شده $S(T_0)$ می‌شود، به سه بعد تعمیم داده شود:

$$S_{3D}(T_0) \approx S_{1D}(T_0) \frac{V_{3D}}{V_{1D}} \quad (11-2)$$

V_{3D} حجم در سه بعد، V_{1D} حجم در یک بعد، $S_{3D}(T_0)$ قانون توانی دمای مرکزی در سه بعد و $S_{1D}(T_0)$ قانون توانی دمای مرکزی در یک بعد است.

$$\frac{V_{3D}}{V_{1D}} \approx \frac{Y_{3D}}{Y_{1D}} = YOC \quad (12-2)$$

YOC نسبت آهنگ نوترون، محاسبه شده در یک مدل شبیه‌سازی شده سه بعدی، به بازده محاسبه شده در یک بعد است. این مدل سه بعدی منجر به محاسبه پارامتر احتراق به صورت زیر در سه بعد می‌شود [۱۵]:

$$\chi(3D) \approx [\rho R_{\text{tot}(n)}^{\text{no } \alpha}]^{0.8} \left(\frac{T_n^{\text{no } \alpha}}{4.4} \right)^{1.8} YOC^\mu \quad (13-2)$$

در آن چگالی سطحی و دمای یون مقادیر یک بعدی هستند و $\mu = 1$ است. اگر این رابطه برابر یک شود یعنی احتراق اتفاق افتاده است [۱۲].

۳-۲-۲ بهره نوترونی در محصورسازی اینرسی

با استفاده از زمان محصورسازی انرژی تعریف شده در بخش (۲-۲) می‌توانیم یک شکل از بهره نوترونی

یک بعدی محاسبه کنیم. برای یک سوخت DT بهره‌ی نوترونی به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۵]:

$$Y = C_D C_T \int_{v_{hs}}^{\infty} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} dv dt \quad (۱۴-۲)$$

در آن حجم نقطه‌ی داغ و C_D و C_T به ترتیب غلظت ذره‌ای تریتیوم و دوتریم می‌باشد. n چگالی یونی، و $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ مقدار میانگین حاصلضرب سطح مقطع در تابع سرعت ذرات است. معادله‌ی (۲-۱۴) می‌تواند به وسیله‌ی استفاده از رابطه‌ی خطی $P = 2 nT \approx P(t)$ وابسته به دمای نقطه‌ی داغ منجر به معادله زیر شود:

$$Y_{1D} \approx C_D C_T \pi \int_0^{\infty} P(t)^2 R(t)^3 \int_0^1 \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}}{T^2} \hat{r}^2 d\hat{r} dt \quad (۱۵-۲)$$

ر اینجا $\hat{r} = \frac{r}{R}$ بردار یکه شعاعی است. انتگرال فضایی فقط وابستگی روی دما دارد و می‌تواند به شکل زیر جایگذاری شود [۱۵]:

$$T(\hat{r}, t) \approx T_0(t) \frac{(1-\hat{r}^2)^{\frac{2}{5}}}{1-0.15\hat{r}^2} \quad (۱۶-۲)$$

T_0 در اینجا دمای نقطه‌ی داغ مرکزی می‌باشد [۱۳]. اکثراً مناسب است که انتگرال فضایی معادله (۲-۱۵) را به صورت زیر با یک قانون قوی از دما تقریب بزنیم:

$$S(T_0) \equiv 3 \int_0^1 \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}}{T^2} \hat{r} d\hat{r} \approx C_{\sigma} T^w \quad (۱۷-۲)$$

بهره‌ی نوترونی زیر از معادله (۲-۱۵) زمانی که انتگرال زمانی به وسیله‌ی زمان محصورسازی τ از معادله (۲-۳) تقریب زده شود حاصل می‌شود:

$$Y_{1D} \sim C_D C_T P^2 R^3 S(T_0) \tau \sim C_T C_T M_{sh}^s (\rho R)_{hs} v_i \theta^{\frac{1}{2}} T_0 S(T_0) \quad (18-2)$$

برای یک نمونه ایده‌آل از ICF، یک بهره‌ی نوترونی یک بعدی را می‌توانیم با اندکی تغییرات در رابطه فوق محاسبه کنیم [۱۵]:

$$Y_{1D}^{theory} \sim C_D C_T T^4 (\rho R)_{tot}^{0.55} M_{sh}^s \quad (19-2)$$

در اینجا $\theta \approx 1$ استفاده شده است یعنی فرض شده است که تمام انرژی جنبشی پوسته به انرژی داخلی نقطه‌ی داغ تبدیل شده است. همچنین فرض کرده‌ایم که همجوشی بین دوتریوم و تریتیوم باشد. بنابراین واکنش همجوشی D-T (۳-۱) را در نظر گرفته‌ایم که در آن به ازای هر واکنش یک نوترون تولید می‌شود. پس می‌توان تعداد نوترون‌های تولید شده در این همجوشی را با آهنگ همجوشی برابر دانست. یعنی این رابطه می‌تواند به نحوی بیانگر آهنگ همجوشی در محصورسازی اینرسی باشد.

در این فصل به دلیل شباهتی که بین سونوفیوژن و ICF وجود دارد به بررسی کاملتر این نوع محصورسازی پرداختیم. و برخی از پارامترهای مهم در آن از قبیل زمان محصورسازی، شرط احتراق و آهنگ همجوشی را محاسبه کردیم. در ICF یک پوسته نازک به داخل فرومی‌ریزد اما در سونوفیوژن تمام مایع پیرامون حباب جزء شعاع حباب به حساب می‌آید. بنابراین در محاسبه آهنگ همجوشی در سونوفیوژن از رابطه‌ی فوق که برای ICF محاسبه کردیم نمی‌توانیم استفاده کنیم. بنابراین در فصل چهارم با ارائه‌ی یک رویکرد جدید به محاسبه‌ی آهنگ همجوشی در سونوفیوژن خواهیم پرداخت.

فصل سوم

کاویتاسیون و پدیده‌ی سونولوژی مینانس

۳-۱ کاویتاسیون^۱ و سونولومینسانس

زمانی که یک مایع تحت تغییرات فشار محیطی سریع قرار بگیرد باعث تشکیل حباب‌هایی در مایع می‌شود. این فرآیند را کاویتاسیون می‌نامند. اگر مایعی را که در آن کاویتاسیون رخ داده است، تحت امواج مافوق صوت قرار دهیم، حباب‌ها بعد از چند نوسان کم دامنه شروع به فروریزش به درون می‌کنند. در طی این فروریزش ناگهانی حباب‌ها پالس‌های نوری در بازه زمانی پیکو ثانیه گسیل می‌شوند که این پدیده را سونولومینسانس می‌نامند. این فروریزش به داخل حباب‌ها بسیار سریع بوده و باعث تراکم و افزایش شدید دما در مرکز حباب می‌گردد. در طی فروریزش سریع این حباب‌ها به داخل ممکن است که واکنش‌های شیمیایی با انرژی بالا رخ دهند که آن را سونوشیمی^۲ می‌نامند.

زمانی که حباب در معرض موج فوق صوت قرار گیرد، در مرحله‌ی اول در یک بازه زمانی خاصی به آرامی شروع به بزرگ شدن می‌کند. زمانی که به یک شعاع ماکزیمم می‌رسد به طور ناگهانی به داخل فرو می‌ریزد. این چگونگی افزایش شعاع حباب و فروریزش به داخل را در فصل چهارم به صورت کامل بیان خواهیم کرد. بزرگ شدن آهسته‌ی حباب، اجازه‌ی جمع شدن گاز و بخار درون حباب را می‌دهد. اما فروپاشی حباب بسیار سریع و با سرعت دیواره‌ی معادل ۱۵۰۰ متر بر ثانیه است. فروپاشی سریع حباب‌ها در مایع باعث متمرکز شدن انرژی موج صوتی، در مرکز حباب در لحظه‌ی فروریزش می‌شود. این فرآیند متمرکز شدن انرژی در لحظه‌ی فروریزش باعث تراکم گاز و دمای بسیار بالایی در مرکز حباب می‌شود. در یک مایع که درون آن توده‌ایی از حباب‌ها وجود دارد، در طی فرآیند سونولومینسانس دمای مرکز حباب‌ها می‌تواند به 5000 K کلوین با فشار تقریباً 1000 atm اتمسفر برسد [۱۷]. زمانی که سونولومینسانس در مایعی که فقط یک حباب در آن وجود دارد رخ دهد، حتی شرایط می‌تواند شدیدتر باشد. به طور تجربی نشان داده شده که دمای نزدیک به 20000 K و فشار 4000 atm باعث به

¹ Cavitation

² Sonochemistry

وجود آمدن پلازما در طی فروپاشی تک‌حباب شده است [۱۷]. شرایط شدید در داخل این حباب‌ها باعث ایجاد یک وسیله‌ی منحصر به فرد برای فعال کردن واکنش‌های شیمیایی می‌شود. اگر چه کاویتاسیون صوتی می‌تواند شرایط بسیار شدیدی از لحاظ دمایی را در داخل حباب ایجاد کند، اما مایع میزبان هنوز سرد است.

۲-۳ تاریخچه

کاویتاسیون در ابتدا در اواخر قرن ۱۹ به دلیل آسیب شدیدی که به پروانه‌ها، پمپ‌ها و تیغه‌های توربین می‌زد، دیده شد. کاویتاسیون در آن زمان به عنوان یک پدیده‌ی نامطلوب در نظر گرفته شد. ریلی^۱ ابتدا یک مدل ریاضی برای کاویتاسیون صوتی را در سال ۱۹۱۷ پس از تحقیق درباره‌ی آسیب شدید به پروانه‌های ناوشکن تازه ساخته شده‌ی دارینگ^۲ ارائه کرد. او نشان داد که آسیب به پروانه‌ها به علت آشفستگی بسیار بالای ناشی از گرما و فشار ناشی از فروپاشی حباب‌های کاویتاسیون در مجاورت سطح پروانه بوده است. در سال ۱۹۲۷ ریچاردز^۳ و لومیس^۴ گزارش دادند که کاویتاسیون صوتی می‌تواند واکنش‌های شیمیایی را ایجاد کند. این اولین گزارش از اثرات شیمیایی ایجاد شده از طریق امواج مافوق صوت بود [۱۷].

پدیده‌ی سونولومینسانس نزدیک به ۸۰ سال است که شناخته شده است. مارینسکو^۵ و ترايلات^۶ در سال ۱۹۳۳ زمانی که یک صفحه عکاسی غوطه ور شده در یک حمام آبی را در معرض موج فوق صوت قرار دادند، کشف کردند که این صفحه نور دیده است. آنها علت این پدیده را به اثر مستقیم میدان صوت بر بلور هالیدنقره^۷ مرتبط دانستند. در سال ۱۹۳۴ فرنل^۸ و شولتس^۹ سونولومینسانس را از حباب‌هایی که تحت تاثیر امواج فوق

1 Lord J. Rayleigh
2 H.M.S. Daring
3 Richards
4 Loomis
5 Marinesco
6 Trillat
7 silver halide crystals
8 H. Frenzel
9 H. Schultes

صوت تشکیل شده بودند، مشاهده کردند. هاروی^۱ در سال ۱۹۳۹ نام سونولومینسانس را برای اولین بار برای درخش ناشی از میدان صوتی پیشنهاد کرد [۱۸]. این پدیده بعدها بعنوان سونولومینسانس چند حبابی (MBSL) شناخته شد و اطلاعات طیفی غنی از سونولومینسانس چند حبابی در انواع مایعات بدست آمد.

در سال ۱۹۷۰ تمپل^۲ توانست سونولومینسانس تک حبابی را ایجاد کند، اما این کار به سرعت فراموش شد. در سال ۱۹۸۹، یک پیشرفت عمده توسط گایتان^۳ و کروم^۴ در این زمینه حاصل شد. آنها توانستند یک حباب را در مایع با اعمال میدان صوتی^۵ به طور ماندگار به نوسان وادار کنند. این اولین گزارش از تولید یک تک حباب سونولومینسانس پایدار بود که اجازه‌ی مطالعات بیشتر در مورد سیستماتیک فرآیند تبدیل صدا به نور را می‌داد [۱۷].

۳-۳ انواع سونولومینسانس

همان طور که قبلاً بیان شد سونولومینسانس به دو دسته بر اساس شیوه‌ی تشکیل تقسیم بندی می‌شود. در ادامه به توضیح آنها می‌پردازیم.

۱-۳-۳ سونولومینسانس چند حبابی (Multibubble Sonoluminescence)

اگر یک مایع که در آن تعداد زیادی حباب در طی فرآیند کاویتاسیون به وجود آمده است را تحت امواج مافوق صوت قرار دهیم، در طی فروریزش حباب‌ها پالس‌های نوری گسیل می‌شوند. این پدیده را سونولومینسانس چند حبابی می‌نامند. سونولومینسانس چند حبابی اولین بار در سال ۱۹۳۳ توسط مارینسکو و تریلات کشف شد. به طور کلی، دو روش آزمایشی برای تولید سونولومینسانس چند حبابی از امواج صوتی وجود دارد. یکی از نوع

1 Harvey
2 Temple
3 F. Gaitan
4 L. Crum
5 Sound field

موج ایستاده با جبهه‌ی موج تخت و دیگری از نوع جبهه‌ی موج غیرتخت استفاده می‌کند [۱۷]. در نوع موج ایستاده، با دو مبدل فوق صوت که به ظرف مایع متصل هستند، موج ایستاده در داخل مایع ایجاد می‌کنند. به حباب‌ها در این مدل یک نیروی انتقالی بیرکنس^۱ (که در ادامه این فصل به محاسبه‌ی آن می‌پردازیم) وارد می‌شود. این نیرو حباب‌های بزرگ را به سمت گره و حباب‌های کوچک را به داخل شکم موج ایستاده هدایت می‌کند. در نوع جبهه‌ی موج غیرتخت، جبهه‌های موج وارد مایع می‌شوند. در این حالت جبهه‌های موج در داخل مایع حرکت می‌کنند، حباب‌ها به مرور در مسیر حرکت جبهه‌ی موج قرار می‌گیرند و فرآیند سونولومینسانس رخ می‌دهد.

طیف نور گسیل شده در سونولومینسانس شامل یک طیف پیوسته‌ای از IR تا UV نزدیک است. مکانیزم دقیق برای پدیده انتشار نور هنوز شناخته نشده است، اما تجزیه و تحلیل ویژگی‌های طیفی به ما این امکان را می‌دهد که اطلاعاتی در مورد شرایط موجود در حباب در زمان انتشار نور دریافت کنیم [۱۷].

۲-۳-۳ سونولومینسانس تک حبابی (Single-bubble Sonoluminescence)

در یک مایع زمانی که کاویتاسیون در آن رخ دهد، در آن حباب‌هایی به وجود می‌آید. این مایع را از وجود هر گازی خالی می‌کنیم به طوری که فقط یک حباب در آن باقی بماند. اگر این تک حباب را در معرض موج فوق صوت قرار دهیم، حباب توسط این موج به دام خواهد افتاد و بعد از چند نوسان کم دامنه با سرعت بالایی به داخل فرومی‌ریزد. در طی این فروریزش ناگهانی حباب به داخل پالس نوری گسیل می‌شود، این پدیده را سونولومینسانس تک حبابی می‌نامند.

کروم در سال ۱۹۸۵ فقط اشاراتی مبنی بر اینکه از یک تک حباب در معرض موج فوق صوت پالس نوری گسیل می‌شود را ارائه کرد. گایتان، که روی گسیل نور از تک حباب در میدان صوتی به صورت سیستماتیک مطالعه

¹ Bjerknes force

انجام می‌داد، سونولومینسانس تک حبابی را برای اولین بار در سال ۱۹۸۹ زمانی که زیر نظر کروم در دانشگاه می‌سی‌سی‌پی^۱ کار می‌کرد کشف کرد [۱۹].

در سونولومینسانس چند حبابی به علت وجود اثرات حباب‌های دیگر در مایع کار مطالعه بر روی حباب در شرایط مختلف با مشکل روبه‌رو می‌شود. اما در سونولومینسانس تک حبابی، اثرات پیچیده‌ی حباب‌های دیگر در سونولومینسانس چند حبابی وجود ندارند. بنابراین مطالعه و بررسی روی تک‌حباب کنترل شده به راحتی می‌تواند انجام شود.

همچنین نشان داده شده است که زمان گسیل پالس نوری تقریباً از ۳۵ تا ۳۵۰ پیکو ثانیه برای یک تک حباب در آب می‌باشد. این بازه‌ی زمانی پالس، وابسته به نوع مایع و همچنین نوع و غلظت گاز است. فلاش‌های نوری در سیالاتی مانند اسید سولفوریک^۲ و اسید فسفریک^۳ می‌توانند به مدت زمان نانو ثانیه و میکرو ثانیه برسند [۱۷]. شرایط ایجاد شده در مرکز سونولومینسانس تک حباب بسیار شدیدتر از سونولومینسانس چند حبابی است. این شرایط به حدی می‌باشد که ممکن است برای ایجاد همجوشی کافی باشد. عده‌ای از محققان ادعا می‌کنند که همجوشی در طی سونولومینسانس تک حبابی رخ می‌دهد [۲۰, ۲۱].

۳-۴ دینامیک حباب و معادله ریلی-پلست^۴

زمانی که یک حباب در یک سیال تحت میدان صوتی به دام افتاده باشد. با توجه به شرایط محیطی ایجاد شده برای حباب، این حباب می‌تواند رفتارهای مختلفی را در مایع داشته باشد. و برای این حباب می‌توان معادلات

1 Mississippi

2 Sulfuric Acid

3 Phosphoric Acid

4 Rayleigh-Plesset Equation

دینامیک متفاوت با توجه به شرایط آن بیان کرد. در این قسمت ما به بررسی دینامیک حباب در مایعات می‌پردازیم که به دو صورت حباب آزاد و حبابی که تحت میدان فوق صوتی قرار دارد مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

۳-۴-۱ حباب آزاد

فرض کنید یک حباب که در آب آزادانه نوسان می‌کند، دائما کروی است. یعنی تغییری در ظاهر کروی آن ایجاد نشود. می‌توان این حباب و آب را با یک سیستم فنر و جرم، در حرکت نوسانی ساده مقایسه کرد. این تقریب فرض می‌کند که هوای داخل حباب و آب، به ترتیب فنر و جرم هستند [۲۲]. سیستم نوسان دارای یک فرکانس رزونانس مرتبط با آن است که بستگی به شعاع تعادل حباب دارد. معادله (۳-۱) نشان می‌دهد که چگونه فرکانس رزونانس حباب وابسته به شعاع آن است [۲۳].

$$U_R = \frac{1}{2} \frac{1}{\pi R_0} \sqrt{\frac{3 \gamma P_{air}}{\rho_{water}}} \quad (۳-۱)$$

که در آن U_R فرکانس رزونانس، R_0 شعاع تعادل حباب، ρ_{water} چگالی آب و γ ضریب گرمایی ویژه می‌باشد (۱،۴ برای هوا است) و همچنین P_{air} فشار داخل حباب است. یک نمونه ساده برای حباب هوای داخل آب (هوا در ۱ اتمسفر) معادله (۳-۱) یک مقدار $R_0 U_R = 3 \frac{m}{s}$ را می‌دهد.

۳-۴-۲ حباب تحت میدان فوق صوت

در این قسمت به بررسی دینامیک حبابی که در داخل یک مایع که تحت امواج فوق صوت قرار دارد می‌پردازیم. به این حباب در میدان صوتی اعمالی یک نیروی انتقالی وارد خواهد شد که به آن نیروی بیرکنس می‌گویند و به محاسبه آن خواهیم پرداخت. قبل از آن معادله ریلی-پلست را به دست خواهیم آورد.

۳-۴-۲-۱ معادله ریلی-پلست

حباب تحت تاثیر موج فشار ناشی از موج فوق صوت دچار تغییر شعاع می‌شود. مراحل زیر، استخراج معادله ریلی-پلیست را توصیف می‌کنند، که معادله شعاع یک حباب نوسانی را در یک میدان فوق صوتی مشخص می‌کند. فرض کنید R_0 و P_0 به ترتیب شعاع تعادل و فشار تعادل درون حباب هستند. بنابراین اگر $R=R_0$ و $P_{total} = P_0$ در زمان $t=0$ باشد. در زمان اندک بعد از $t=0$ داریم:

$$P_{total} = P(z,t) + P_0 \quad (۲-۳)$$

که در آن $P(z,t)$ فشار ناشی از موج فوق صوت است. انرژی جنبشی مایع اطراف حباب می‌تواند به شکل زیر باشد [۲۲,۵۰]:

$$\frac{1}{2} \rho \int_R^\infty \dot{r}^2 4 \pi r^2 dr \quad (۳-۳)$$

در اینجا r مختصه شعاعی است که مبدا در مرکز حباب قرار داده شده است. اگر مایع اطراف حباب تراکم ناپذیر باشد، پس همانطور که حجم حباب افزایش می‌یابد، حجم مایع پیرامون حباب، باید همان مقدار و با همان نرخ افزایش یابد. بنابراین اگر $R(t)$ شعاع حباب در یک زمان معین باشد، حجم حباب برابر خواهد بود با $((4/3)\pi R(t)^3)$. اگر حجم نمونه در اطراف حباب گرفته شده باشد به طوری که r فاصله از مرکز حباب باشد حجم آن برابر $((4/3)\pi r(t)^3)$ خواهد بود. سرعت تغییر حجم (dV/dt) برای حباب برابر است با $(4 \pi R^2 \dot{R})$ و به علت تراکم ناپذیری مایع اطراف سرعت تغییر حجم نمونه $(4 \pi r^2 \dot{r})$ است. معادل قرار دادن این دو عبارت برای dV / dt بعد از کمی مرتب سازی مجدد، بیان دیگری از شرط تراکم ناپذیری مایع به شکل زیر می‌دهد:

$$\frac{\frac{dr}{dt}}{\frac{dR}{dt}} = \frac{R^2}{r^2} \quad (۴-۳)$$

با جایگذاری معادله (۳-۴) در معادله (۳-۳) و انتگرال گیری از آن، کار انجام شده توسط حباب بر روی مایع اطراف برابر $2 \pi \rho R^3 \left(\frac{dR}{dt}\right)^2$ می شود. معادله زیر تساوی بین کار انجام شده توسط مایع با کار انجام گرفته بر روی مایع اطراف است:

$$\int_{R_0}^R (P_L - P_\infty) 4 \pi r^2 dr = 2 \pi R^3 \dot{R}^2 \rho \quad (۵-۳)$$

که P_L فشار بیرون دیواره‌ی حباب و P_∞ فشار هیدرواستاتیک^۱ در نقاط دور از حباب است.

با حضور کشش سطحی σ در مایع، فشار داخلی حباب ایجاد شده در آن مایع برابر $P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}$ است. همچنین در حضور فشار بخار در حباب $P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v$ است که P_v در آن فشار بخار است. حالا با فرض وجود یک موج فشار فوق صوت $P(z,t)$ ، فشار گاز داخل حباب برابر است با [۲۲]:

$$\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} \quad (۶-۳)$$

در اینجا γ ضریب پلی تروپیک^۲ برای تحولات گاز است. مقدار γ برای فرآیند همدمما برابر ۱ و برای فرآیند بی درو برابر ۱٫۴ می باشد. فشار هیدرواستاتیک در خارج از دیوار حباب برابر خواهد بود با:

$$P_L = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} \quad (۷-۳)$$

که در اینجا $\frac{2\sigma}{R}$ فشار ایجاد شده به وسیله‌ی تنش سطحی حباب در شعاع R است که به سمت بیرون است. قسمت سومی، به معادله‌ی بالا در سال ۱۹۵۲ توسط پوریتسکی^۳ اضافه شد [۲۳]، که شامل اثرات ویسکوزیته^۴ مایع است. معادله نهایی برای فشار هیدرواستاتیک در خارج از دیواره‌ی حباب برابر است با:

$$P_L = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v\right) \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} \quad (۸-۳)$$

1 hydrostatic

2 polytropic constant

3 Poritsky

4 viscosity

μ در این معادله ویسکوزیته دینامیکی مایع است [۲۴]. بنابراین معادله ریلی-پلیست از جایگذاری معادله‌ی (۸-۳) در معادله (۳-۵) به دست می‌آید.

$$\rho(R\ddot{R} + \frac{3\dot{R}^2}{2}) = (P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v) \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 \gamma - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} - P_\infty - P(z, t) \quad (۹-۳)$$

۳-۴-۲ نیروی بیرکنس

در این بخش قبل از محاسبه‌ی نیروی بیرکنس به محاسبه‌ی برآیند فشار اعمالی روی اجسام در داخل یک سیال که تحت میدان صوتی قرار دارند می‌پردازیم. در کارهای انجام شده در سال ۱۹۳۴ توسط کینگ^۱ فشار اعمالی بر روی یک جسم کروی شناور تحت میدان صوتی درون یک سیال محاسبه شد [۲۷]. اگر چه این تئوری که توسط آقای کینگ ارائه شده بود برای کره‌های سخت به خوبی جواب می‌داد اما قادر به توصیف برای کره‌های نرم نبود. یوزیوکا^۲ و کاوازیما^۳ در سال ۱۹۵۵ این مشکل را برطرف کردند. فشار اعمالی روی یک کره با شعاع a که در مقایسه با طول موج میدان صوتی اعمالی کوچک است، با انتگرال‌گیری در سراسر سطح کره و میانگین-گیری زمانی به صورت زیر محاسبه می‌شود [۲۶، ۲۵]:

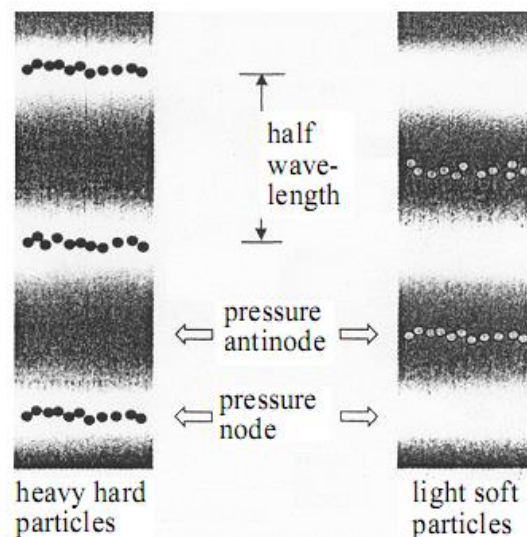
$$\langle P \rangle = ka 4\pi a^2 \bar{E} \sin(2kh) F(\lambda, \sigma) \quad (۱۰-۳)$$

K در آن عدد موج، \bar{E} چگالی انرژی کل متوسط در میدان صوتی و h فاصله بین مرکز کره و صفحه‌ی شکم موج ایستاده است. $\langle \rangle$ به معنای عملگر میانگین‌گیری روی زمان است. F نیز تابعی از نسبت چگالی $\lambda = \frac{\rho^*}{\rho_0}$ و نسبت سرعت صوت $\sigma = \frac{c^*}{c_0}$ در داخل کره و بیرون کره است. اندیس * برای پارامترهای داخل کره و اندیس 0 برای پارامترهای بیرون کره است. این تابع به صورت زیر است:

$$F(\lambda, \sigma) = \frac{\lambda + [2(\lambda - 1)/3]}{1 + 2\lambda} - \frac{1}{3\lambda\sigma^2} \quad (۱۱-۳)$$

1 King
2 Yosioka
3 Kawasima

علامت تابع F وضعیت حرکت کره را در داخل سیال مشخص می‌کند. اگر تابع F مثبت باشد کره به سمت کره حرکت می‌کند. اگر علامت تابع F منفی باشد کره به سمت شکم موج صوتی کشیده می‌شود. همانطور که در شکل (۱-۳) مشاهده می‌شود، در حالی که ذرات سنگین و سخت F مثبت دارند، بنابراین به سمت کره حرکت می‌کنند و ذرات سبک و نرم F منفی دارند و به سمت شکم حرکت می‌کنند.



شکل (۱-۳) مدل قرار گرفتن کره‌های سخت و کره‌های نرم در میدان صوتی

می‌توان مخلوط سوسپانسیون^۱ قرار داده شده در میدان صوتی را به این صورت از هم جداسازی کرد. با توجه به این استدلال ممکن است فکر کنید که حباب‌های کوچک داخل آب همان کره‌های نرم و سبک هستند که در نهایت به سمت شکم موج کشیده می‌شوند.

با این حال معادله (۱۰-۳) برای کره‌هایی قابل قبول است که در آن‌ها λ از مرتبه ۱ باشد، در حالیکه برای حباب در داخل آب λ از مرتبه $(ka)^2$ است [۲۲]. بنابراین از معادله (۱۰-۳) برای حباب‌ها نمی‌توان استفاده کرد. در این صورت برای فشار اعمالی روی حباب‌ها از معادله زیر استفاده می‌شود [۲۶, ۲۲]:

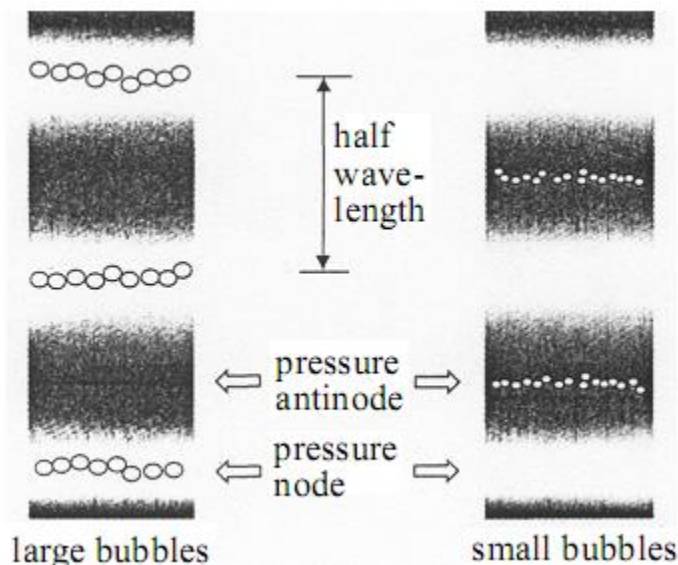
¹ suspension

$$\langle P \rangle = -4 \frac{1}{k^2} \pi \bar{E} \sin(2kh) F(\lambda, \sigma, k^* a) \quad (12-3)$$

که در آن تابع F به شکل زیر است:

$$F(\lambda, \sigma, k^* a) = \frac{\sigma(k^* a)[3\lambda - (k^* a)^2]}{\sigma^2(k^* a)^6 + [3\lambda - (k^* a)^2]^2} \quad (13-3)$$

به دلیل اینکه یک علامت منفی در معادله‌ی (۱۲-۳) ظاهر شده است، زمانی که علامت تابع F مثبت باشد حباب‌ها به سمت شکم حرکت می‌کنند. اگر علامت تابع F منفی باشد حباب‌ها به سمت گره کشیده می‌شوند. علامت تابع F در $\frac{k^* a}{\sqrt{3}\lambda} = 1$ دچار تغییر می‌گردد که وابسته به رزونانس حباب است. به عبارت دیگر با توجه به شکل (۲-۳) حباب‌های کوچکتر از اندازه‌ی رزونانس به سمت شکم کشیده می‌شوند و حباب‌های بزرگتر از اندازه‌ی رزونانس به سمت گره حرکت می‌کنند [۲۶].



شکل (۲-۳) رفتار حباب‌ها در میدان صوتی

دلیل این حرکت انتقالی حبابها اعمال نیروی بیرکنس است که در ادامه به محاسبه‌ی آن برای یک حباب به دام افتاده توسط میدان صوتی در یک سیال می‌پردازیم. در حالت کلی، نیروی اعمال شده بر روی جسم غوطه‌ور شده در یک مایع، به شکل زیر حساب می‌شود [۳۲،۲۸]:

$$F = - \int_S p \mathbf{n} ds . \quad (۱۴-۳)$$

فرض کنید فشار p در داخل حباب دارای تکینگی نباشد. بنابراین این معادله را به صورت زیر با استفاده از قضیه‌ی دیورژانس بازنویسی می‌کنیم:

$$F = - \int_V \nabla p dV \quad (۱۵-۳)$$

در آن V حجم جسم غوطه‌ور در سیال است. در نهایت می‌توانیم رابطه بالا را به صورت زیر بنویسیم:

$$F = - \int_V \nabla p dV \approx -V(t) \nabla p(r, t) . \quad (۱۶-۳)$$

فرض کنید، یک حباب کروی که اندازه آن در مقایسه با طول موج میدان صوتی اعمال شده کوچک باشد، توسط یک مایع احاطه شده باشد. نیروی بیرکنس بر روی حباب در حضور میدان صوتی می‌تواند به روش زیر محاسبه شود [۲۹،۲۸].

$$F_B = - \langle V(t) \nabla p(r, t) \rangle . \quad (۱۷-۳)$$

علامت $\langle \rangle$ در این رابطه به میانگین‌گیری نسبت به زمان اشاره دارد و $V(t)$ حجم حباب داخل مایع است.

تغییرات زمانی شعاع این حباب غوطه‌ور در سیال به صورت زیر است:

$$R(t) = R_0 - \varepsilon \cos(\omega t - \alpha) \quad (۱۸-۳)$$

در آن α برابر ۰ برای حباب‌های کوچکتر از اندازه‌ی رزونانس است. همچنین برای حباب‌هایی که بزرگتر از اندازه رزونانس هستند α برابر π می‌باشد. ε دامنه‌ی نوسانات شعاعی و به صورت زیر است [۲۹]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin(ky) \quad (19-3)$$

که در آن k عدد موج میدان صوتی $(\frac{2\pi}{\lambda_A})$ و y جهت انتشار موج صوتی است. فشار ناشی از میدان صوتی اعمالی را به صورت زیر فرض می‌کنیم:

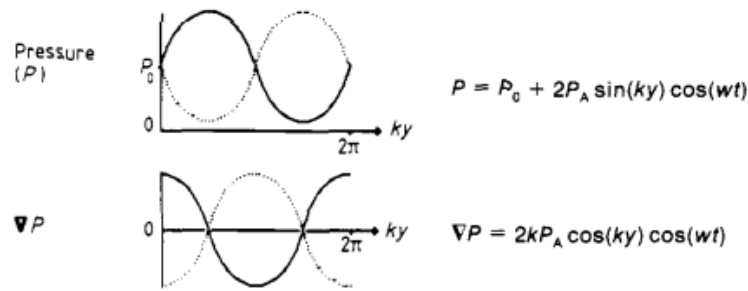
$$p = p_0 - 2p_A \cos(\omega t - \alpha) \quad (20-3)$$

فرض می‌کنیم موج صوتی ایستاده در جهت y ایجاد شده، آنگاه رابطه‌ی فوق به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$p = p_0 - 2p_A \sin ky \cos(\omega t - \alpha) \quad (21-3)$$

از این رابطه می‌توان گرادیان فشار را به صورت زیر محاسبه کرد [۲۹]:

$$\nabla p = 2kp_A \cos ky \cos(\omega t - \alpha) \quad (22-3)$$



شکل (۳-۳) نمودار تناوبی فشار و گرادیان فشار بر حسب راستای انتشار

با جایگذاری رابطه‌ی (۳-۱۹) در رابطه‌ی (۳-۱۸) شکل معادله شعاع حباب به صورت زیر می‌شود [۲۶]:

$$R(t) = R_0 - \varepsilon_0 \sin ky \cos(\omega t - \alpha) \quad (23-3)$$

حجم حباب را به شکل زیر می‌نویسیم:

$$V(t) = \frac{4}{3} \pi [R_0 - \varepsilon_0 \sin ky \cos(\omega t - \alpha)]^3 \quad (24-3)$$

از R_0^3 در آن فاکتور گرفته و آن را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$V(t) = \frac{4}{3}\pi R_0^3 \left[1 - \frac{3\varepsilon_0}{R_0} \text{sinky} \cos(\omega t - \alpha)\right] \quad (25-3)$$

در آن $\frac{4}{3}\pi R_0^3$ برابر حجم حباب در تعادل V_0 است. بنابراین معادله بالا به معادله زیر می‌انجامد:

$$V(t) = V_0 \left[1 - \frac{3\varepsilon_0}{R_0} \text{sinky} \cos(\omega t - \alpha)\right] . \quad (26-3)$$

با جایگذاری روابط (3-26) و (3-22) در رابطه‌ی (3-19) می‌توان نیروی بیرکنس را به صورت زیر به دست آوریم:

$$F_{PB} = -V_0 \left[1 - \frac{3\varepsilon_0}{R_0} \text{sinky} \langle \cos(\omega t + \alpha) \rangle\right] [2p_A k \cosky \langle \cos(\omega t) \rangle] \quad (27-3)$$

$$F_{PB} = -V_0 \left[2p_A k \cosky \langle \cos(\omega t) \rangle - \frac{3 \times 2 p_A k \varepsilon_0}{R_0} \text{sinky} \cosky \langle \cos(\omega t + \alpha) \cos(\omega t) \rangle\right] \quad (28-3)$$

که در آن داریم:

$$\langle \cos(\omega t + \alpha) \cos(\omega t) \rangle = \langle \cos^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2}$$

همچنین در اینجا جمله $\langle \cos(\omega t) \rangle$ برابر صفر است و رابطه زیر را داریم:

$$\sin(ky) \cos(ky) = \sin(2ky) .$$

بنابراین می‌توان رابطه (3-28) را به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$F_{PB} = -V_0 \left[-\frac{3 \times 2 p_A k \varepsilon_0}{2 R_0} \cos\alpha \sin(ky) \cos(ky)\right] \quad (29-3)$$

در نهایت نیروی بیرکنس به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$F_{PB} = V_0 \left[\frac{3 p_A k \varepsilon_0}{R_0} \cos\alpha \sin(2ky)\right] . \quad (30-3)$$

بنابراین نیروی بیرکنس برای حباب‌های کوچکتر از شعاع رزونانس ($\alpha = 0$) برابر است با:

$$F_B = V_0 \left[\frac{3p_A k \epsilon_0}{R_0} \sin(2ky) \right] \quad (31-3)$$

همچنین برای حباب‌های بزرگتر از شعاع رزونانس ($\alpha = \pi$) برابر است با:

$$F_B = -V_0 \left[\frac{3p_A k \epsilon_0}{R_0} \sin(2ky) \right] . \quad (32-3)$$

بنابراین اگر حباب از شعاع رزونانس کوچکتر باشد به سمت شکم موج حرکت می‌کند. اگر حباب از شعاع رزونانس بزرگتر باشد به سمت گره حرکت می‌کند.

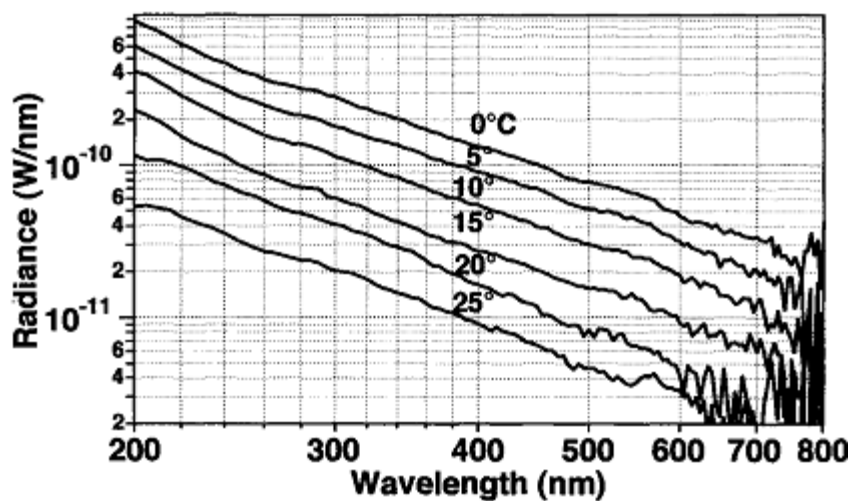
۳-۵ عوامل موثر بر شدت تابش و دینامیک حباب سونولومینسانس

با توجه به آنچه که از نتایج انواع مختلف شبیه‌سازی و نتایج تجربی بر می‌آید عوامل مختلفی می‌تواند بر روی دینامیک و شدت تابش حباب سونولومینسانس اثر گذار باشد [۱۹, ۲۱, ۲۶, ۲۵]. عواملی مانند دمای مایع اطراف، نوع مایع و گاز استفاده شده، فشار و کشش سطحی که در این بخش به بررسی آنها می‌پردازیم.

۳-۵-۱ اثر دمای مایع اطراف

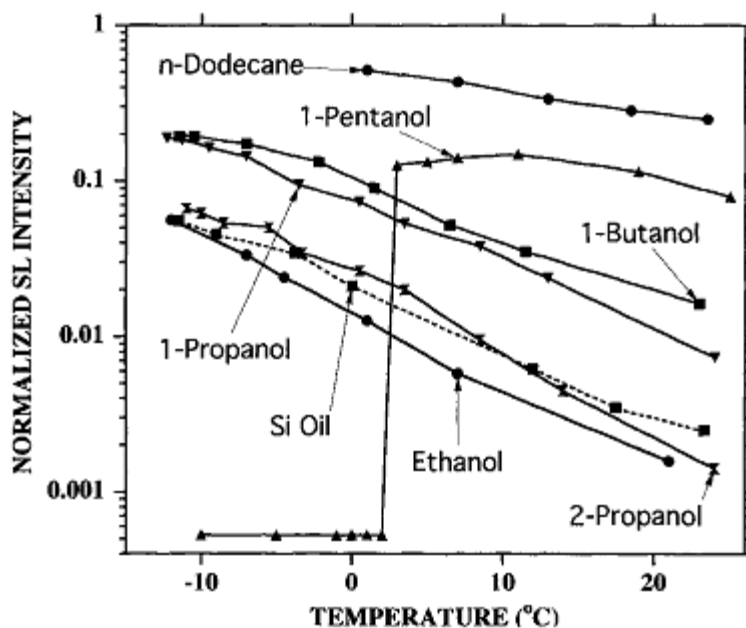
در شکل (۳-۴) نتایج طیف حاصل از شبیه‌سازی‌های SL با حباب هلیوم در آب که توسط هیلر^۱ و همکارانش در سال ۱۹۹۲ انجام شده است به تصویر درآمده است. با توجه به این شکل می‌توان نشان داد که شدت نور گسیل شده از حباب سونولومینسانس زمانی که دمای سیال اطراف کمتر است، بیشتر می‌باشد. چون در زمان فروریزش حباب به داخل به دلیل فشار بخار اشباع شده‌ی کمتر، مقدار کمتری از بخار آب داخل حباب به دام می‌افتد. بنابراین هر چه دمای مایع به کار برده شده در پیرامون حباب کمتر باشد شدت بیشتر و هر چه دما بالاتر برود شدت نور گسیل شده کمتر می‌گردد [۳۰].

¹ Hiller



شکل (۳-۴) نمودار درخشندگی نور SL بر حسب طول موج‌های مختلف در دماهای متفاوت [۳۰]

این نتایج اثر دمای سیال بر شدت نور تابش شده از حباب SL را همچنین از کارهای انجام شده توسط یاسوئی و همکارانش نیز می‌توان استخراج کرد [۲۹]. نتایج در شکل (۳-۵) به نمایش درآمده است. شکل شدت سونولومینسانس از یک حباب زنون به دام افتاده در مایعات مختلف را به تصویر می‌کشد.



شکل (۳-۵) شدت تابش نور در حباب SL بر حسب دما برای یک حباب حبس شده زنون در درون چند مایع مختلف [۳۰]

۳-۵-۲ نوع مایع و گاز استفاده شده

شدت نور تابش شده در حباب SL به نوع مایع و گاز حبس شده در درون آن وابسته است. شبیه سازی‌ها نشان داده‌اند زمانی که شرایط دیگر از جمله دامنه‌ی فشار اعمالی، فرکانس و دما، مشابه در نظر گرفته شوند، در برخی از مایعات هیچ تابشی رخ نمی‌دهد. بنابراین می‌توان این نتیجه را دریافت که در هر نوع سیالی ما نمی‌توانیم انتظار تابش SL را داشته باشیم. و فقط نوعی از مایعات هستند که در آن می‌توانیم تابش SL را داشته باشیم که موادی مانند اسیدها مثل اسید سولفوریک^۱ یا موادی مانند هیدروکربن‌ها مثل استون دوتره^۲ از جمله این مواد هستند که تابش SL قویتری نسبت به بقیه مایعات مثل آب را دارند. در جدول (۱-۳) شدت نسبی سونولومینسانس تعدادی از سیالات نسبت به آب زمانی که گاز داخل حباب هوا باشد را آورده‌ایم [۱۸]. با توجه به جدول زیر برای هر سیالی ما یک شدت متفاوت از سونولومینسانس را خواهیم داشت.

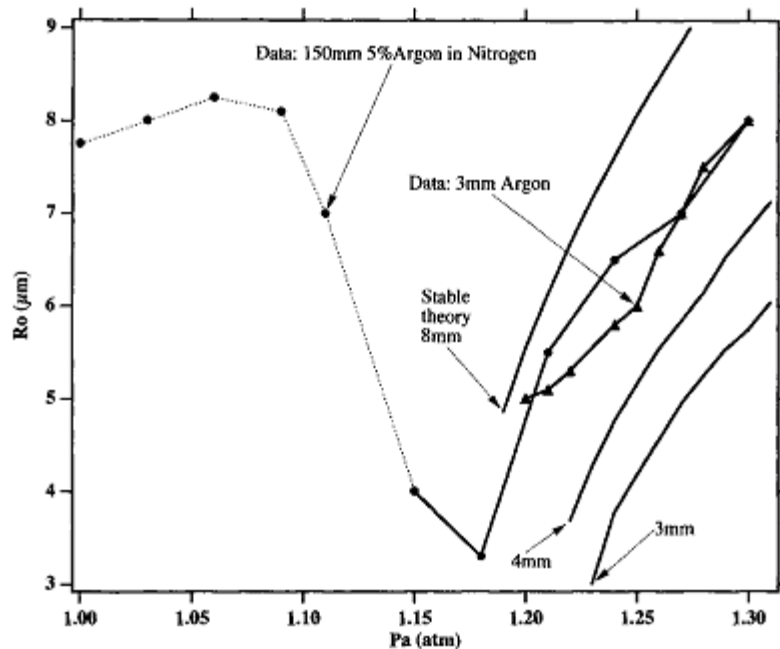
جدول (۱-۳) شدت تابش نسبی سونولومینسانس در تعدادی سیال نسبت به آب زمانی که گاز درون حباب هوا باشد

شدت نسبی	5.3	4.6	3.7	1.2	1.0	0.5	0.3	0.2	0.005
نوع سیال	Dibuthyl phthalate	Glycerine (hydrated)	Ethylene glycol	Bromobenzene	Water (tap)	Toluene	Ethyl alcohol	Acetone	Liquid nitrogen

همچنین با توجه به گازی که در داخل حباب است دینامیک سونولومینسانس می‌تواند متفاوت باشد [۱۸]. در شکل (۳-۶) که شعاع حباب بر حسب فشار برای یک حباب در داخل آب است که در آن یکبار ۱۵۰ mmHg آرگون به حباب گاز نیتروژن اضافه شده و یکبار ۳ mmHg به آن اضافه شده است [۳۰]. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود تغییر نوع و مقدار گاز درون حباب در سونولومینسانس اثرات متفاوتی بر دینامیک حباب SL دارد.

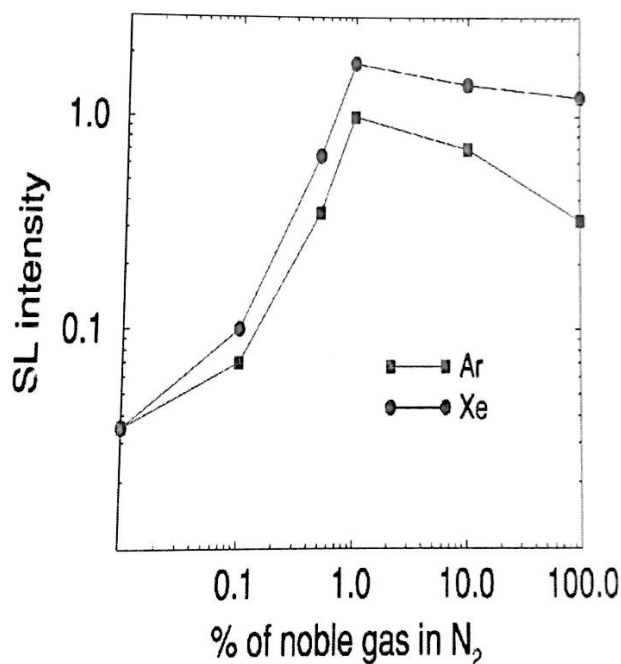
¹ Sulfuric acids

² Deuterated acetone



شکل (۶-۳) نمودار مقایسه‌ی داده‌های تجربی (نقاط و خطوط پر) تغییرات شعاع حباب گاز حاصل از ۱۵۰ mmHg نیتروژن + ۵٪ آرگون و حباب حاصل از ۳mmHg آرگون خالص داخل آب با محاسبات حاصل از نظریه پخش برای حباب‌های حاصل از ۳ و ۴ و ۸ mmHg آرگون خالص (خطوط پر) [۳۰]

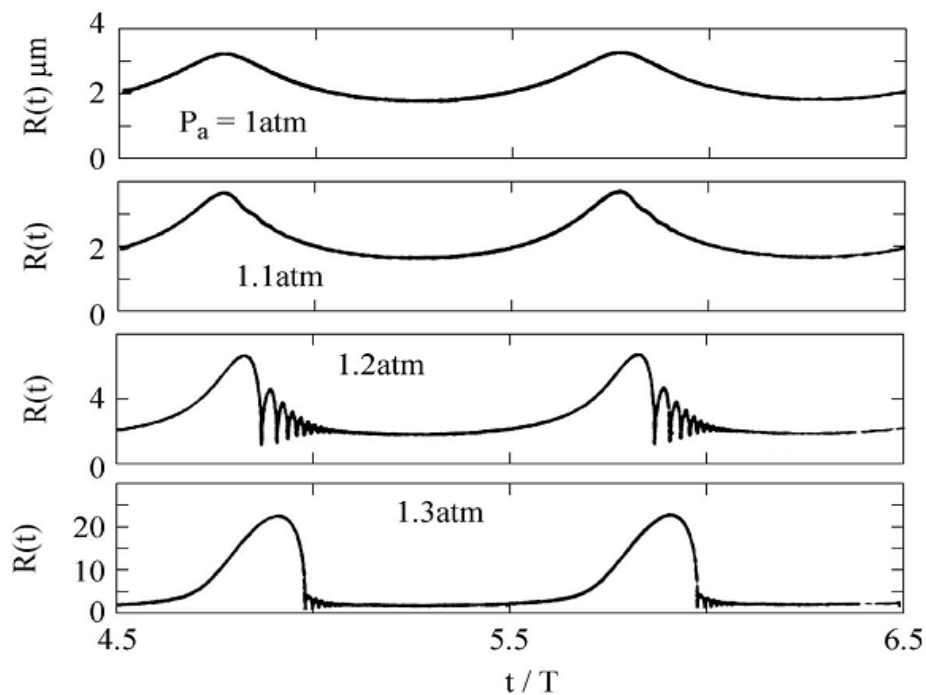
همچنین در شکل (۷-۳) نیز می‌توان نشان داد که با افزودن گازهای نجیب به عنوان ناخالصی به گاز درون حباب می‌توان شدت SL را نیز تغییر داد. در شکل (۷-۳) اثر افزودن گازهای آرگون و زنون را به یک حباب گاز نیتروژن حبس شده در آب را نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد زمانی که ما زنون را در شرایط مساوی به حباب نیتروژن اضافه می‌کنیم می‌توان شدت بیشتری را نسبت به زمانی که آرگون به حباب نیتروژن اضافه می‌شود داشته باشیم.



شکل (۳-۷) مقایسه بین حباب گاز نیتروژن در آب با ناخالصی‌های آرگون و زنون [۱۲]

۳-۵-۳ فشار

عامل موثر دیگر در دینامیک حباب و تابش سونولومینسانس دامنه فشار اعمالی است. برای داشتن حبابی پایدار، با افزایش دامنه‌ی فشار، مقدار شعاع بیشینه‌ی حباب که در آن حباب شروع به فروریزش به داخل می‌کند، افزایش می‌یابد. محدوده‌ی دامنه‌ی فشار اعمالی که تابش سونولومینسانس در آن اتفاق می‌افتد نیز تابعی از دمای سیال است. به طوری که ماکزیمم دامنه‌ی فشاری که در آن تابش دیده می‌شود با کاهش دمای محیطی افزایش می‌یابد. این افزایش دامنه‌ی فشار با افزایش زیادی در شدت تابش همراه است [۳۰]. شکل (۳-۸) اثر دامنه‌های فشار مختلف را روی شعاع حباب نشان می‌دهد [۲۶].



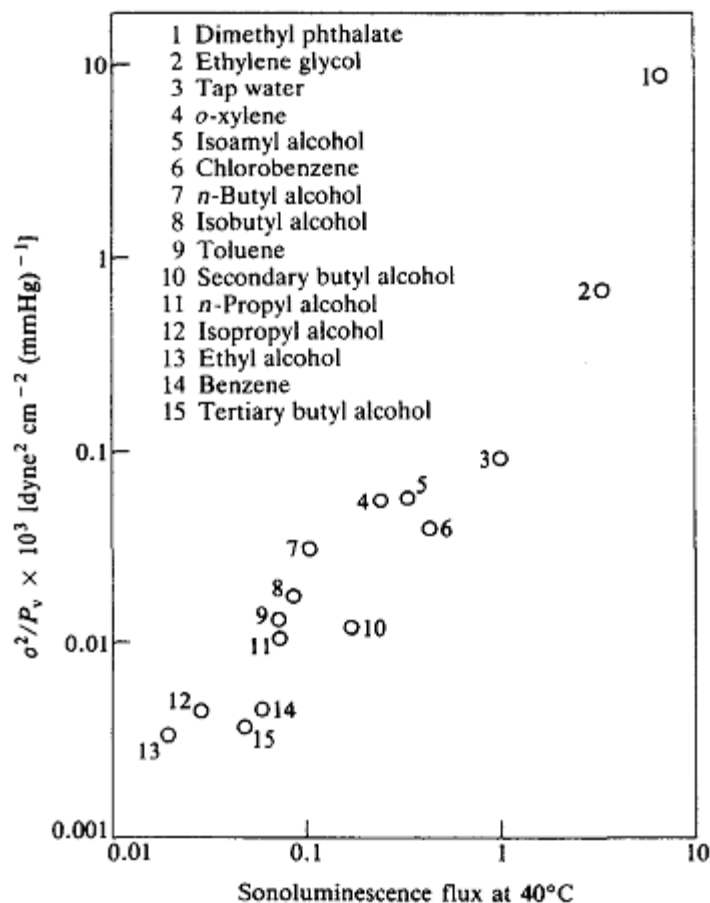
شکل (۳-۸) اثر دامنه‌های فشار اعمالی مختلف روی شعاع حباب [۱۲].

۳-۵-۴ کشش سطحی

در آزمایشاتی که جرمن با ۱۵ مایع با خواص کاملاً متفاوت انجام داد، او نشان داد که شدت تابش

سونولومینسانس با $\frac{\sigma^2}{P_v}$ متناسب است. در شکل (۳-۹) وابستگی سونولومینسانس به $\frac{\sigma^2}{P_v}$ برای ۱۵ سیال مختلف

نشان داده شده است [۳۱].



شکل (۹-۳) وابستگی بین $\frac{\sigma^2}{P_v}$ و شدت سونولومینسانس [۳۱]

با توجه به شکل بالا هرچه کشش سطحی سیال بالاتر باشد شدت سونولومینسانس شدیدتر می شود به بیان دیگر در آن سونولومینسانس راحتتر اتفاق می افتد. کشش سطحی یک مایع علاوه بر مشخصات شیمیایی و فیزیکی مایع با عوامل محیطی مثل دما نیز رابطه دارد. به این صورت که با افزایش دما کشش سطحی کاهش می یابد، همچنین کشش سطحی به نوع ماده هم بستگی دارد. علاوه بر این حل موادی مانند اسیدها کشش سطحی آب را افزایش می دهد.

فصل چہارم

سونو فوژن و آہنک، بمجوشی

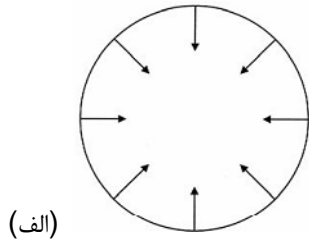
۱-۴ سونوفیوژن

رهمبش شدید حباب‌های گازی تشکیل شده در کاویتاسیون صوتی موجب تراکم و گرمای بسیار بالا در داخل حباب می‌گردد. این تراکم و گرمای بالا منجر به گسیل پالس‌های نوری می‌شود. این پدیده همانطور که در بخش‌های قبلی بیان شد سونولومینسانس نامیده می‌شود. همچنین بیان شد که ما دو نوع سونولومینسانس به صورت تک حباب و چند حبابی داریم. دما در سونولومینسانس تک حبابی در زمان سقوط حباب به داخل به $5 \times 10^4 \text{ K}$ تا $5 \times 10^3 \text{ K}$ و در چند حبابی به $6 \times 10^3 \text{ K}$ تا $3 \times 10^4 \text{ K}$ می‌رسد. این شرایط حباب به محیطی که حباب در آن قرار داده شده و همچنین به نوع گاز درون حباب بستگی دارد. به دنبال دستیابی گایتان به نحوه چگونگی پایدار نگه‌داشتن یک تک حباب در یک مایع توسط میدان صوتی، مطالعات زیادی در مورد جنبه‌های دینامیکی مختلف در حباب انجام شد. برای تشریح مکانیزم تابش سونولومینسانس و افزایش شدت انتشار آن، در بعضی از آزمایش‌های بعدی از اسیدها به عنوان مایعات محیطی با ویسکوزیته نسبتاً بالا استفاده شد [۴۰].

در شکل (۱-۴) نمایی از اینکه چگونه حباب در هر دو پدیده‌ی سونولومینسانس و سونوفیوژن به داخل فرومی‌ریزد را نشان می‌دهد. شکل (۱-۴، الف) نشان می‌دهد که حباب توسط مایع اطراف که در فشار بالاتری است، فشرده می‌شود. در این مرحله عدد ماخ ($Ma_g = \frac{|\dot{R}|}{C_g}$) منتسب به دیواره‌ی حباب کمتر از واحد است که در آن \dot{R} سرعت تغییرات شعاع حباب و C_g سرعت صوت درون گاز است. بنابراین هیچ موج شوکی در داخل حباب تشکیل نمی‌شود. شکل (۱-۴، ب) یک لحظه زمانی بعد را نشان می‌دهد که در آن عدد ماخ بزرگتر از واحد است، بنابراین یک موج شوک کروی در داخل حباب تشکیل می‌شود. این موج شوک کروی به قدر کافی قوی می‌باشد و به سمت مرکز حباب با سرعت بسیار بالایی حرکت می‌کند. شکل (۱-۴، پ) و (۱-۴، ت) حالت‌های موج شوک و دیواره‌ی حباب را در فاصله‌ی زمانی اندکی بعد از ایجاد شدن موج شوک را نشان می‌دهد. در شکل (۱-۴، پ) موج شوک از مرکز حباب بازتاب شده ولی همچنان حباب به سمت داخل در حرکت است.

در شکل (۱-۴، ت) موج شوک کروی در حال برگشت از مرکز حباب است و دیواره حباب در شعاعی تقریباً ۰,۱ شعاع اولیه به دلیل رسیدن به حد شعاع واندروالس^۱ (کمترین شعاعی که بین اتم‌ها پیوند شیمیایی وجود ندارد.) متوقف می‌شود [۴۷]. اما موج شوک به شعاعی به مراتب کوچکتر از این مقدار می‌رسد و این فرآیند حرکت موج شوک کروی به مرکز حباب باعث ایجاد دما و فشار بسیار بالایی در مرکز حباب می‌شود. این فرآیند در نهایت منجر به گسیل پالس نوری می‌گردد. اگر شرایط و موادی که متراکم می‌شوند مناسب باشند، احتمال تابش‌های هسته‌ای وجود خواهد داشت (مانند انتشارات نوترون ناشی از همجوشی). شکل (۱-۴، ث) و (۱-۴، ج) لحظات بعد از آن را نشان می‌دهد که موج شوک بازتاب شده از درون حباب به بیرون از حباب و به داخل مایع اطراف که اکنون در فشار پایین تری قرار دارد گسترش می‌یابد [۴۳]. مایع مورد استفاده در سونوفیوژن شامل موادی است که همجوشی در آن به آسانی رخ می‌دهد و همچنین دارای کشش سطحی زیاد هستند. به عنوان مثال شامل دوتریوم یا تریتیوم یا مخلوطی از این دو است. خوشبختانه بسیاری از مایعات آلی مانند هیدروکربن‌ها، این نیاز را برآورده می‌کنند.

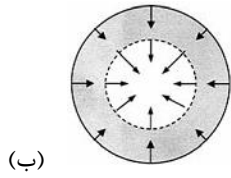
¹ van der Waals radius



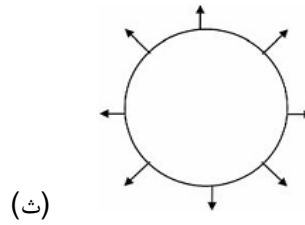
شروع فروریزش حباب



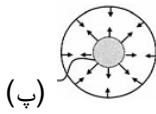
حرکت موج شوک به سمت بیرون و ساکن شدن پوسته‌ی حباب



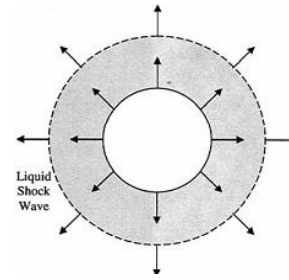
تشکیل موج شوک



شروع انبساط



بازتاب موج شوک از مرکز



فرار موج شوک به سمت بیرون از حباب در مایع

شکل (۱-۴) نمایی از چگونگی رمبش به داخل حباب در پدیده‌ی سونوفیوژن

به تازگی آزمایش‌های سونولومینسانس از مایع استون دوتره (C_3D_6O) برای دستیابی به دماهای بسیار بالای مورد نیاز برای همجوشی هسته‌ای در داخل حباب استفاده شده است [۴۳, ۴۲]. در این آزمایش‌ها ادعا شده است، نوترون‌های پر انرژی با انرژی $۲,۵MeV$ تولید می‌شود. با توجه به سطح دمای ایجاد شده در داخل حباب سونولومینسانس در مایع استون دوتره (C_3D_6O) که $K (۱۰^۸ - ۱۰^۶)$ تخمین زده شده است، همجوشی هسته‌ای در حباب سونولومینسانس به یک کار چالش برانگیز تبدیل شده است. هنوز جنبه‌های مطالعاتی بسیاری از آن نظیر فرآیندهای فیزیکی و اندازه‌گیری‌های آن ناشناخته باقی مانده است.

همجوشی صوتی نیازمند دماهای بسیار بالا در حدود $K (۱۰^۸ - ۱۰^۶)$ و پلاسماهای چگال با فشار بالا در حدود $p \sim ۱۰^۷ atm$ می‌باشد. کارهای تئوری و آزمایشی بسیاری برای توضیح این پدیده شگفت‌انگیز انجام شده‌اند. پس از اولین مشاهدات تجربی همجوشی هسته‌ای با استفاده از حباب‌های کایتاسیون در استون دوتره سرد؛ برخی از نظرات کلی مثبت و منفی در مورد این اندازه‌گیری‌های مهم ارائه شده است [۱۹, ۱۸, ۴۳, ۴۲]. با توجه به آخرین دانش ما، با وجود اهمیت بالای این موضوع، هیچگونه مدل تحلیلی جامع برای بررسی رفتار سیستمی پارامترهای حباب در پدیده سونوفیوژن پیشنهاد نشده است. حباب به آرامی تا شعاع ماکزیمم رشد می‌کند و سپس به طور ناگهانی به داخل فروریزش می‌کند و همزمان طیف نوری پیوسته‌ی را از ناحیه‌ی IR تا UV تابش می‌کند [۳۳].

۴-۲ تاریخچه سونوفیوژن

سونوفیوژن سال‌ها بعد از کشف پدیده سونولومینسانس به یک موضوع مورد علاقه‌ی محققان تبدیل شد. این پدیده‌ی جذاب توجه بسیاری از محققان را در سراسر دنیا به خصوص در ایالات متحده آمریکا به خود جلب کرده است. تحقیقات بسیاری در این زمینه که آیا سونوفیوژن (همجوشی صوتی) در حباب‌های سونولومینسانس رخ می‌دهد یا خیر؟ انجام شده است. در زیر برخی از این تحقیقات را ارائه داده‌ایم.

سونوفیوژن از حدود ۴۰ سال قبل از زمان ثبت اختراع فلین^۱ در سال ۱۹۷۸ مبنی بر ساخت سیستمی که بتواند از حباب‌هایی که در طی کایتاسیون صوتی به داخل فرو می‌ریزند انرژی تولید کرد، مورد بحث قرار گرفت. البته ثبت چنین اختراعی خیلی راحت نبود و از زمان ارائه توسط فلین تا ثبت آن حدوداً سه سال به طول انجامید [۳۴،۳۳]. بعد از آن کروم^۲ اهمیت ثبت این اختراع را مورد تحلیل و بررسی قرار داد. او نیز از ثبت این اختراع توسط فلین حمایت کرد [۳۴]. پاترمن^۳ نیز در سال ۱۹۹۴ یک امتیاز برای ثبت یک اختراع مشابه با عنوان تبدیل انرژی آکوستیک به فرم‌های مفید انرژی ثبت کرد [۳۵]. ایجاد سونوفیوژن در پی اعلام تالیارخان و همکارانش در سال ۲۰۰۲ مبنی بر آشکار سازی نوترون در SBSL توجه بسیاری را به خود جلب کرد [۴۰]. سالت‌مارش^۴ و همکارانش که آزمایش‌هایی را با استفاده از سیستم‌های آزمایشی گروه تالیارخان انجام دادند؛ گزارش دادند که هیچ شواهد آماری در مورد تابش نوترون از SBSL وجود ندارد [۳۶]. تالیارخان، با استفاده از داده‌های سالت‌مارش، با وی مخالفت کرد، و نشان داد که تابش نوترونی از SBSL وجود دارد. در سال ۲۰۰۵ آقای زو^۵ و همکارانش نیز انتشار نوترون از SBSL را گزارش دادند. این انتشار نوترون در آزمایش‌های آقای زو تاییدی بر کارهای انجام شده توسط تالیارخان و همکارانش بود [۳۷]. آزمایش‌های دیگری تحت شرایط متفاوت، یعنی

1 Flynn

2 Crum

3 Putterman

4 Saltmarsh

5 Xu

بدون پیش داوری درباره حضور نوترون‌ها در SBSL انجام شدند. نوترون‌ها در کاویتاسیون با محرک لیزر در آب سنگین که توسط گسler^۱ و همکارانش انجام شده بود آشکارسازی نشدند [۳۸]. داینکوف^۲ و همکارانش گزارش دادند که در طی کاویتاسیون همجوشی هسته‌ای نمی‌تواند رخ دهد زیرا در هنگام فروریزش حباب به درون انرژی ذخیره شده در حباب از بین می‌رود [۳۹]. در آزمایش‌های انجام شده توسط گروه تالیارخان در سال ۲۰۰۲ و آقای زو و همکاران در ۲۰۰۵ نوترون در طی SBSL تولید شد [۴۲،۳۷]. سرانجام تالیارخان و همکارانش گزارش‌هایشان در سال ۲۰۰۴ مبنی بر انتشار نوترون در SBSL منتشر کردند که ادعا می‌شد در حباب‌های سونولومینسانس همجوشی رخ داده است [۴۳،۴۰].

در این پایان‌نامه قصد داریم یک رابطه تئوری برای آهنگ همجوشی در حباب به دام افتاده در یک میدان فوق صوتی، به دست آوریم. برای این کار از آهنگ همجوشی در MCF که در بخش بعد آورده‌ایم شروع می‌کنیم. با اعمال تغییراتی که در ادامه به آن می‌پردازیم این آهنگ همجوشی را برای SF نیز به کار خواهیم برد.

۴-۳ آهنگ واکنش در MCF:

برای محاسبه آهنگ واکنش در پلاسمای D-T در سیستم‌های MCF باید از توابع توزیع هر دو گونه‌ی یونی انتگرال‌گیری کرد. آهنگ واکنش میان ذرات یک گونه با سرعت v_1 و ذرات گونه دیگر با سرعت v_2 در واحد حجم عبارت است از:

$$\sigma(\dot{u}) \dot{u} f_1(v_1) f_2(v_2) \quad (۴-۱)$$

که در آن داریم:

$$\dot{u} = v_1 - v_2 \quad (۴-۲)$$

¹ Geisler

² Didenko

در آن $f_1(v_1)$ ، $f_2(v_2)$ توابع توزیع سرعت هستند که در این جا از نوع توابع توزیع ماکسولی هستند که تابع توزیع ماکسولی به صورت زیر می باشد :

$$F_j(v_j) = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-m_j v_j^2}{2T} \right) \quad (3-4)$$

در اینجا n_j چگالی عددی ذرات ، m_j جرم ذرات و T دمای پلاسما می باشد.

آهنگ واکنش کل در واحد حجم را می توان به صورت زیر تعریف کرد [۵] :

$$R = \iint \sigma(\dot{v}) \dot{v} f_1(v_1) f_2(v_2) dv_1 dv_2 \quad (4-4)$$

بنابراین با جایگذاری توابع توزیع (۳-۴) در معادله ی (۴-۴) این معادله به صورت زیر در می آید :

$$R = n_1 n_2 \frac{(m_1 m_2)^{\frac{3}{2}}}{(2\pi T)^3} \iint \exp\left(-\frac{m_1+m_2}{2T} \left(V + \frac{1}{2} \frac{m_1-m_2}{m_1+m_2} \dot{v} \right)^2 \right) dV \times \sigma(\dot{v}) \dot{v} \exp\left(-\frac{\mu \dot{v}^2}{2T} \right) d\dot{v} \quad (5-4)$$

که در آن:

$$V = \frac{v_1+v_2}{2} \quad \text{و} \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$$

و μ جرم کاهش یافته است.

مقدار انتگرال روی V برابر است با $\left(\frac{2\pi T}{m_1+m_2} \right)^{\frac{3}{2}}$ بنابراین برای آهنگ واکنش بر حسب سرعت ذرات داریم:

$$R = 4\pi n_1 n_2 \left(\frac{\mu}{2\pi T} \right)^{\frac{3}{2}} \int \sigma(\dot{v}) \dot{v}^3 \exp\left(-\frac{\mu \dot{v}^2}{2T} \right) d\dot{v} \quad (6-4)$$

سطح مقطع های تجربی در آزمایش ها معمولا بر حسب انرژی ذرات بمباران کننده داده می شوند، مثلا برای گونه ی یک داریم:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m_1 \dot{v}^2$$

در اینجا انرژی به ازای یک ذره است. بنابراین معادله‌ی آهنگ واکنش به شکل زیر در می‌آید :

$$R = \left(\frac{8}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} n_1 n_2 \left(\frac{\mu}{T}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{m_1^2} \int \sigma(\varepsilon) \varepsilon \exp\left(-\frac{\mu \varepsilon}{m_1 T}\right) d\varepsilon \quad (7-4)$$

در آن سطح مقطع $\sigma(\varepsilon)$ به صورت زیر است [۴۶] :

$$\sigma(\varepsilon) = [\varepsilon \{ \exp(A_1/\sqrt{E}) - 1 \}]^{-1} \times \left[\frac{A_2}{\{1+(A_3\varepsilon-A_4)^2\}} + A_5 \right]. \quad (8-4)$$

در این رابطه $\sigma(\varepsilon)$ بر حسب بارن barn می‌باشد. رابطه‌ی آهنگ واکنش با فرض اولیه واکنش D-T برابر $R = n_d n_T \langle \sigma V \rangle$ می‌شود. مقادیر A_5, A_4, A_3, A_2, A_1 برای پلاسمای D-T در زیر داده شده اند که از مقادیر داده‌های تجربی بدست آمده‌اند [۴۶] :

$$A_1 = 1453 \sqrt{eV}$$

$$A_2 = 502 \times 10^5 \text{ ev barn}$$

$$A_3 = 1368 \times 10^{-8} \text{ ev}$$

$$A_4 = 1.076$$

$$A_5 = 409 \times 10^3 \text{ ev barn}$$

بنابراین آهنگ واکنش برای پلاسمای D-T برابر است با :

$$R = n_T n_D \langle \sigma V \rangle . \quad (9-4)$$

مقدار $\langle \sigma V \rangle$ را از رابطه زیر در آن قرار می‌دهد :

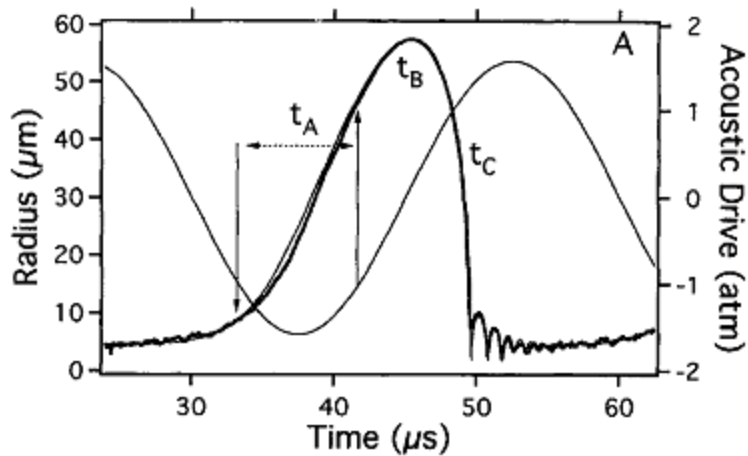
$$\langle \sigma V \rangle = \frac{4}{(2\pi m_1)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\mu}{m_1 K T}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \varepsilon \sigma(\varepsilon) \exp\left(-\frac{\mu \varepsilon}{m_1 K T}\right) d\varepsilon \quad (10-4)$$

در ادامه قبل از ورود به محاسبه آهنگ واکنش در SF به بررسی سیر تحول شعاع حباب در سونولومینسانس می‌پردازیم.

۴-۴ سیر تحول شعاع حباب در سونولومینسانس:

زمانی که یک حباب به دام افتاده در یک مایع تحت میدان صوتی قرار می‌گیرد، شعاع حباب به صورت آهسته شروع به افزایش می‌کند. و در نهایت در یک شعاع ماکزیمم متوقف می‌شود. زمانی که در این شعاع قرار می‌گیرد حباب به سرعت به داخل فرو می‌ریزد. در طی این سقوط ناگهانی حباب پالس‌های نوری با پهنایی از مرتبه‌ی پیکوثانیه منتشر می‌کند.

روند این فرآیند در شکل (۴-۲) به نمایش در آمده است. زمانی که حباب تحت موج صوتی قرار می‌گیرد حباب شروع به نوسانات کم دامنه‌ای می‌کند. شعاع اولیه حباب در آغاز نوسان R_0 است؛ این شعاعی است که حباب در آن در تعادل هیدرواستاتیکی است. زمانی که فشار کل اعمال شده بر روی دیواره‌ی حباب منفی باشد یعنی فشار داخل حباب بیشتر از فشار بیرون حباب باشد، حباب شروع به بزرگ شدن آهسته می‌کند. و به مرور شعاع حباب بیشتر از R_0 می‌شود. این افزایش شعاع حباب در بازه زمانی به اندازه‌ی t_A ادامه دارد. این افزایش شعاع به دلیل نیروی حاصل از سمت فشار داخلی حباب است. افزایش شعاع حباب تا زمانی که فشار کلی روی دیواره حباب مثبت شود، یعنی فشار داخل حباب کمتر از فشار بیرونی حباب شود، ادامه دارد. از این لحظه به بعد تا شعاع ماکزیمم، شعاع حباب به دلیل یک نیروی اینرسی افزایش می‌یابد. افزایش شعاع در این مرحله ربطی به نیروی ناشی از سمت فشار ندارد. شعاع حباب از ماکزیمم شروع به کاهش می‌کند. زمان سپری شده از لحظه‌ی بزرگ شدن حباب توسط نیروی اینرسی تا لحظه‌ای را که فشار کل اعمالی روی حباب دوباره منفی شود را با t_B نشان می‌دهیم.



شکل (۲-۴) نمودار تغییرات شعاع حباب سونولومینسانس بر حسب زمان [۳۰]

زمانی که حباب به بیشترین مقدار شعاع می‌رسد. شعاع تا نزدیک ۱۰ برابر مقدار اولیه افزایش پیدا می‌کند. به این ترتیب حجم حباب چون با R^3 رابطه دارد تقریباً ۱۰۰۰ برابر می‌شود. به همین نسبت فشار نیز کاهش می‌یابد. به همین علت اختلاف فشار در بیرون حباب و داخل حباب بسیار بالا می‌رود. همین امر باعث سقوط ناگهانی حباب به داخل می‌شود. در شکل بالا t_c نشان دهنده بازه زمانی تغییر شعاع حباب بین $\frac{r_{MAX}}{2}$ و r_0 شعاع تعادل است. تمام این فرآیند تغییرات شعاع حباب سونولومینسانس یک فرآیند آدیاباتیک^۱ (بی‌درو) می‌باشد. برای این روند تغییرات شعاع می‌توان با استفاده از معادله ریلی-پلیست، معادله‌ای برای شعاع حباب به صورت زیر به دست آورد [۴۵]:

$$r(t) = r_0 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{5}} \quad (۱۱-۴)$$

این معادله فقط برای زمان فروریزش حباب به داخل صحیح است، که در آن t_0 به صورت زیر معرفی می‌شود:

¹ Adiabatic

$$t_0 = \frac{2}{5} \left(\frac{3\rho}{2p_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{r_0^{\frac{5}{2}}}{r_m^{\frac{3}{2}}} \quad (12-4)$$

t_0 مدت زمانی است که طول می کشد حباب از شعاع اولیه r_0 به شعاع هسته سخت (شعاع هسته‌ی سخت: کمترین مقدار ممکن که حباب به آن شعاع در هنگام سقوط می‌رسد) برسد. در آن چگالی سیال پیرامون حباب و فشار اولیه درون حباب است. r_m شعاع ماکزیمم حباب است و r_0 شعاع تعادلی حباب است.

۴-۵ آهنگ واکنش در سونوفیوژن (SF)

برای محاسبه آهنگ واکنش در سونوفیوژن از معادله (۷-۴) که برای آهنگ همجوشی در (MCF) محاسبه شد استفاده می‌کنیم. برای استفاده از این رابطه برای سونوفیوژن، این رابطه را بر حسب پارامترهای حکم فرما در سونوفیوژن به کار می‌بریم. برای این امر باید مراحل زیر را برای تصحیح معادله (۷-۴) به کار ببریم:

آهنگ همجوشی را برای دو نوع پلاسمای متفاوت می‌توان به دست آورد. اول برای زمانی که پلاسمای D-D داریم و دوم برای زمانی که پلاسمای D-T داریم.

در اینجا با پلاسمای D-D شروع می‌کنیم. مقادیر A_1, A_2, A_3, A_4, A_5 مربوط به پلاسمای D-D که در زیر داده شده‌اند، را در $\sigma(\mathcal{E})$ معادله‌ی (۴-۸) قرار می‌دهیم: بنابراین رابطه زیر حاصل می‌شود. همچنین m_D به m_1 تغییر داده می‌شود [۴۶].

$$R = \left(\frac{8}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} n_1 n_2 \left(\frac{\mu}{T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{m_D^2} \int_0^{\infty} [\mathcal{E} \{ \exp(A_1/\sqrt{\mathcal{E}}) - 1 \}]^{-1} \times \left[\frac{A_2}{\{1+(A_3\mathcal{E}-A_4)^2\}} + A_5 \right] \mathcal{E} \exp\left(-\frac{\mu\mathcal{E}}{m_D T}\right) d\mathcal{E} \quad (13-4)$$

در آن R آهنگ همجوشی می‌باشد و تابع $F(\mathcal{E})$ را به صورت زیر برای راحتی کار فرض می‌کنیم:

$$F(\mathcal{E}) = [\mathcal{E} \{ \exp(A_1/\sqrt{\mathcal{E}}) - 1 \}]^{-1} \times \left[\frac{A_2}{\{1+(A_3\mathcal{E}-A_4)^2\}} + A_5 \right] \mathcal{E} \exp\left(-\frac{\mu\mathcal{E}}{m_D T}\right) \quad (14-4)$$

$$A_1 = 1514 \sqrt{eV}$$

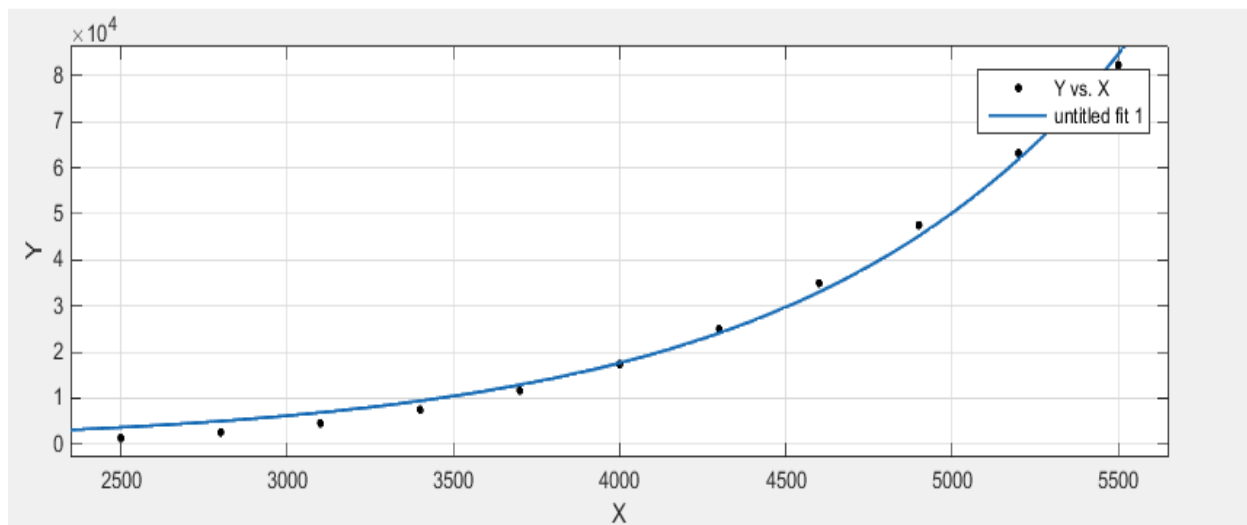
$$A_2 = 482 \times 10^3 \text{ ev barn}$$

$$A_3 = 308 \times 10^{-8} \text{ 1/ev}$$

$$A_4 = 1.177$$

$$A_5 = 0$$

که واحد رابطه‌ی (۴-۱۳) بر حسب تعداد در واحد حجم بر ثانیه است. قسمت انتگرالی این رابطه را نمی‌توان به صورت تحلیلی حل کرد. ما این انتگرال را از صفر تا بینهایت برای چند دمای مختلف به صورت عددی حل می‌کنیم. با استفاده از برآزش داده‌ها یک رابطه تحلیلی همانند رابطه (۴-۱۵) پیشنهاد می‌دهیم. در شکل (۴-۳) نمودار برآزش حاصل از حل انتگرال به ازای دماهای مختلف را مشاهده می‌کنیم:



شکل (۴-۳) نمودار برآزش مقدار انتگرال تابع $F(E)$ بر حسب دماهای مختلف برای D-D

در این نمودار محور Y بیانگر مقدار حل عددی انتگرال تابع $F(E)$ و محور X دما بر حسب eV است. در اینجا نقاط سیاه‌رنگ مقادیر جواب انتگرال به ازای دمای معین است. نمودار برآزش حاصله از داده‌ها است.

همانطور که قبلاً بیان کردیم یک رابطه به صورت زیر برای حل انتگرال برای دماهای مختلف پیشنهاد می‌دهیم.

$$a \exp(bT)$$

$$(۴-۱۵)$$

در آن a و b ضرایب ثابتی هستند که از برازش داده‌ها به دست آمده‌اند و مقادیر آن در زیر داده شده است:

$$a = 27 \cdot \left(\text{barn}(eV^2) \frac{1}{n} \right) \quad b = 0,001047 \frac{1}{eV}$$

حال با جایگذاری رابطه‌ی (۴-۱۵) در معادله (۴-۱۴) ما به رابطه زیر خواهیم رسید:

$$R = \left(\frac{8}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} n_D n_D \left(\frac{\mu}{T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{m_D^2} \{ a \exp(bT) \} \quad (۴-۱۶)$$

چون فرض بر این گذاشته‌ایم که حباب دارای دوتریوم باشد. می‌توانیم $n_D n_D$ را به صورت n_D^2 بنویسیم که در آن

n_D تعداد ذرات دوتریوم موجود بر واحد حجم (چگالی ذره‌ای) پلاسمای داخل حباب می‌باشد و واحد آن به صورت

$\left(\frac{n}{m^3} \right)$ است. چگالی دوتریوم در حالت گازی برابر $n_D = 0.180 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ است. با تبدیل آن به $\left(\frac{n}{m^3} \right)$ مقدار عددی $n_D =$

$10^{20} \times 542$ ذره بر متر مکعب به دست می‌آید.

برای n چگالی ذره‌ای رابطه‌ی زیر برقرار می‌باشد:

$$n = \frac{N}{V} \quad (۴-۱۷)$$

در این رابطه N و V به ترتیب تعداد کل ذرات دوتریم با واحد (ذره) و حجم حباب با واحد (m^3) می‌باشد. که در

آن حجم حباب را به صورت $V = \frac{4}{3} \pi R^3$ می‌نویسیم. رابطه (۴-۱۷) را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$n = \frac{N}{\frac{4}{3} \pi R^3} \quad (۴-۱۸)$$

در این رابطه R شعاع حباب سونولومینسانس است. این شعاع در طی یک دوره سقوط حباب به داخل با زمان

دچار تغییرات می‌شود. با استفاده از رابطه (۴-۱۱) می‌توانیم معادله قبلی را به صورت زیر بنویسیم:

$$n = \frac{3 N}{4 \pi r_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0} \right)^6} \quad (۴-۱۹)$$

بنابراین n^2 را می‌توان به صورت زیر به دست آورد:

$$n^2 = \left(\frac{3N}{4\pi r_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{\frac{6}{5}}} \right)^2 \quad (20-4)$$

همچنین برای دمای گاز داخلی حباب رابطه زیر را داریم [۱۹].

$$T(t) = \frac{T_0 (r_0^3 - h^3)^{\gamma-1}}{(r(t)^3 - h^3)^{\gamma-1}} \quad (21-4)$$

که در آن T_0 دمای داخل حباب در شعاع اولیه R_0 بر حسب eV است. h شعاع هسته‌ی واندروالس و به

صورت $h = \frac{r_0}{8.86}$ بر حسب متر است. و γ نمای آدیباتیک است که به صورت نسبت گرمای ویژه در فشار ثابت به

گرمای ویژه در حجم ثابت تعریف می‌شود و برابر ۱,۶ برای گاز D است.

با جایگذاری رابطه‌ی (۴-۲۰) و (۴-۲۱) در معادله‌ی (۴-۱۶) آن را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$R = \left(\frac{8}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{3N}{4\pi r_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{\frac{6}{5}}}\right)^2 \left(\frac{\mu}{T_0 (r_0^3 - h^3)^{\gamma-1}}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{m_D^2} \left\{ a \exp \left(b \frac{T_0 (r_0^3 - h^3)^{\gamma-1}}{(r_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{\frac{6}{5}} - h^3)^{\gamma-1}} \right) \right\} \quad (22-4)$$

که با اندکی تغییر در آن به صورت زیر بازنویسی می‌شود.

$$R = \left(\frac{8}{\pi m_D^4}\right)^{0.5} \left(\frac{3N}{4\pi r_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{1.2}}\right)^2 \left(\frac{\mu (r_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{1.2} - h^3)^{\gamma-1}}{T_0 (r_0^3 - h^3)^{\gamma-1}}\right)^{1.5} \left\{ a \exp \left(b \frac{T_0 (r_0^3 - h^3)^{\gamma-1}}{(r_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{1.2} - h^3)^{\gamma-1}} \right) \right\} \quad (23-4)$$

مقادیر عددی پارامترها به شرح ذیل مورد استفاده قرار گرفته‌اند:

$$N = 43031264 \text{ ذره}$$

تعداد ذرات دوتریوم در داخل حجم حباب هستند. از چگالی

ذره‌ای دوتریوم در حالت گازی استفاده شده است.

$$m_D = 3.343537 \times 10^{-27} \text{kg}$$

جرم دوتریوم می‌باشد.

$$\mu = 1.671768 \times 10^{-27} \text{kg}$$

جرم کاهش یافته در همجوشی بین دوتریوم و دوتریوم است.

$$r_0 = 5.75 \times 10^{-6} \text{m}$$

شعاع در تعادل هیدرواستاتیک حباب

شعاع واندر والس

$$h = \frac{r_0}{8.86}$$

نمای آدیباتیک

$$\gamma = \frac{5}{3}$$

دمای اولیه حباب

$$T_0 = 305 \text{ k}$$

زمان طی شده وقتی حباب از شعاع اولیه r_0 به شعاع هسته‌ی سخت

$$t_0 = 30 \times 10^{-6} \text{s}$$

می‌رسد، است.

زمان سپری شدن در رسیدن شعاع حباب از $\frac{1}{2}r_0$ به کمترین شعاع ممکن.

$$t_E = 8 \times 10^{-9} \text{s}$$

این رابطه، دارای واحد تعداد همجوشی در واحد حجم بر ثانیه دارد. با ضرب این رابطه در حجم حباب و

انتگرال گیری از آن روی بازه زمانی، برابر زمان سقوط به داخل t_E می‌توانیم تعداد همجوشی بین دوتریوم را برای

یک بار سقوط به داخل حباب را به دست آوریم.

$$\int_0^{t_E} \left(\frac{8}{\pi m_D^4} \right)^{0.5} \left(\frac{3N}{4\pi R_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{1.2}} \right)^2 \left(\frac{\mu \left(R_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{1.2} - h^3 \right)^{\gamma-1}}{T_0 \left(R_0^3 - h^3 \right)^{\gamma-1}} \right)^{1.5} \{a \exp(bT)\}^{\frac{4}{3}} \pi R_0^3 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{1.2} dt \quad (24-4)$$

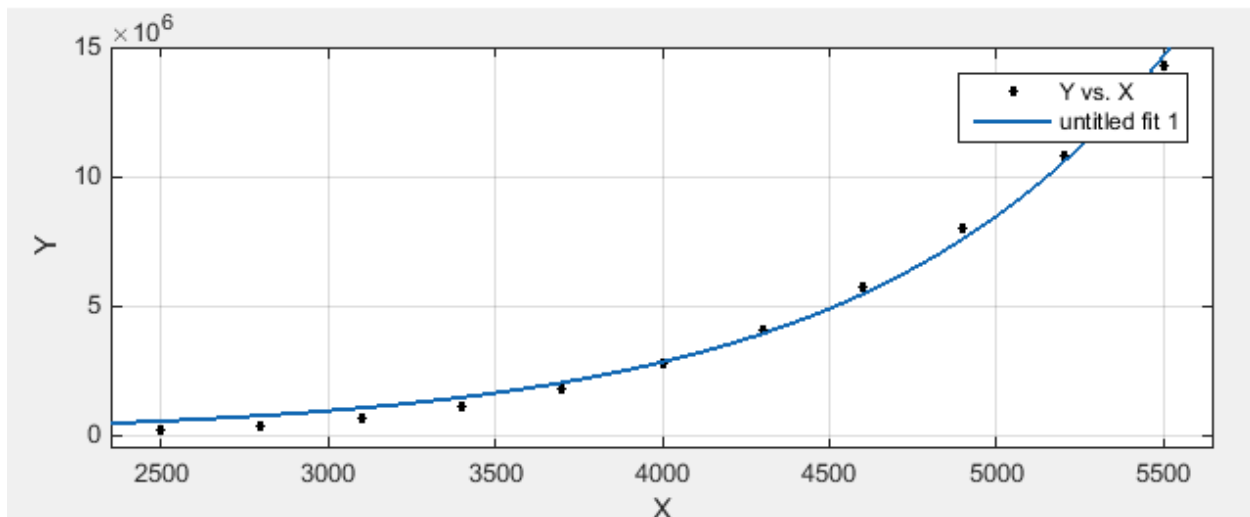
در آن T از رابطه (۴-۲۱) جایگذاری می‌شود. اگر تعداد همجوشی‌هایی که در این رابطه حاصل می‌شود را در فرکانس میدان صوتی ضرب کنیم تعداد کل همجوشی در ثانیه برای یک حباب به دست می‌آید.

با جایگذاری تمامی مقادیر بالا در معادله (۴-۲۴) و ضرب در فرکانس ۳۵ کیلوهرتز تعداد ۲۸۴ همجوشی در ثانیه برای حباب حساب کردیم.

حال برای زمانی که پلاسمای ما شامل D-T باشد. ما فقط کافی است که در $\sigma(\epsilon)$ معادله‌ی (۴-۸) برای حل انتگرال معادله‌ی (۴-۱۳) برای ضرایب A_5, A_4, A_3, A_2, A_1 مقادیر زیر را قرار بدهیم و دوباره انتگرال را به صورت عددی حل کنیم [۴۷]. و شکل (۴-۴) از برآزش داده‌ها را به ما می‌دهد با پارامترهایی که در زیر آورده‌ایم. در شکل زیر محور Y مربوط به مقدار انتگرال و محور X مربوط به دما است. در آن جواب انتگرال محور Y بر حسب $\frac{1}{\text{تعداد}} (\text{barn}(eV^2))$ و دما بر حسب eV می‌باشد.

$$A_1 = 1453 \sqrt{ev} \quad A_2 = 502 \times 10^5 \text{ ev barn} \quad A_3 = 1368 \times 10^{-8} 1/ev$$

$$A_4 = 1.076 \quad A_5 = 409 \times 10^3 \text{ ev barn}$$



شکل (۴-۴) نمودار برآزش حاصل از جواب انتگرال بر حسب دماهای مختلف برای D-T

در این نمودار محور Y بیانگر مقدار حل عددی انتگرال تابع $F(E)$ و محور X دما بر حسب eV است. در اینجا نقاط سیاه‌رنگ مقادیر جواب انتگرال به ازای دمای معین است. نمودار برازش حاصله از داده‌ها است.

و یک رابطه تحلیلی به صورت زیر برای جواب این انتگرال به همان صورت که قبلاً برای پلاسمای $D-D$ انجام دادیم ارائه می‌دهیم.

$$c \cdot \exp(d \cdot T) \quad (24-4)$$

که در آن c و d مقادیر ثابتی می‌باشند که در برازش مقدار انتگرال داده می‌شوند و برابر با مقادیر زیر هستند.

$$c = 34810 \cdot \frac{1}{eV} \quad d = 0,001099 \text{ (barn}(eV^2)\frac{1}{n})$$

حال با جایگذاری رابطه‌ی (۲۴-۴) در رابطه‌ی (۱۳-۴) و انجام مراحل که برای $D-D$ دادیم. می‌توانیم مقدار 48173 همجوشی در ثانیه برای حبابی با شعاع اولیه $5,75$ میکرومتر که دارای مخلوط $D-T$ است به دست آوریم. که در توافق خوبی با نتایج حاصل از آزمایش‌های انجام شده توسط تالیارخان و همکاران است [۱۰].

همچنین با توجه به توضیحاتی که در فصل اول در مورد سطح مقطع واکنش‌های $D-T$ و $D-D$ ارائه دادیم. سطح مقطع واکنش $D-T$ بزرگتر از سطح مقطع واکنش $D-D$ است. به همین دلیل تعداد همجوشی در پلاسمای $D-D$ باید بزرگتر از تعداد همجوشی در پلاسمای $D-T$ باشد. آهنگ همجوشی که ما در این بخش برای دو پلاسمای $D-T$ و $D-D$ به دست آوردیم تمام این گفته‌های قبل را تایید می‌کند. همچنین می‌توان با تغییر فرکانس موج صوت اعمالی تعداد همجوشی در ثانیه را تغییر بدهیم. می‌توان با اعمال فرکانس بالاتر از این فرکانس 35 kHz تعداد همجوشی‌ها را افزایش داد. علاوه بر این می‌توان دید که این تعداد همجوشی برای یک حباب سونولومینسانس برای برآورده کردن شرط احتراق بسیار کوچک می‌باشد. بنابراین این نتیجه دریافت می‌شود که همجوشی در حباب سونولومینسانس رخ می‌دهد اما به حدی نیست که بتواند شرط احتراق را برآورده سازد. این در توافق خوبی با نتایج حاصل از کار خانم میردال می‌باشد [۱۲].

۴-۶ جمع بندی

در این پایان نامه برای درک رمبش به داخل در سونوفیوژن به دلیل شباهت به ICF در مرحله اول به صورت کامل ICF تشریح شد. همچنین برای محاسبه‌ی آهنگ همجوشی در سونوفیوژن از رابطه آهنگ همجوشی در MCF استفاده و به سونوفیوژن بسط داده شد. آهنگ همجوشی در همجوشی صوتی در دو حالت محاسبه شده است. حالت اول زمانی که فرض شد در داخل حباب سوخت دوتریوم وجود دارد و فقط همجوشی D-D داریم. در حالت دوم فرض کردیم که حباب دارای سوخت دوتریوم و تریتیوم باشد و همجوشی D-T انجام می‌شود. تعداد همجوشی در حالت اول برای یک حباب به شعاع $5,75 \mu\text{m}$ و فرکانس موج صوت اعمالی در 35 kHz تعداد 284 همجوشی در ثانیه بدست آمد. همچنین برای حالت دوم زمانی که همجوشی D-T انجام شود با همان شعاع و فرکانس تعداد 48173 همجوشی در ثانیه بدست آمد. در رابطه با سونوفیوژن تا این زمان تحقیقات زیادی صورت گرفته است اما در رابطه با محاسبه‌ی آهنگ همجوشی در سونوفیوژن کارهای خاصی انجام نشده است. تنها تحقیقاتی که در این مورد شده است تحقیقات آقای تالیار خان است. نتایجی که در این پایان نامه به دست آمده است در توافق خوبی با نتایج بدست آمده از آزمایش‌های آقای تالیار خان می‌باشد.

منابع

- [۱] ربانی خوراسگانی ح، (۱۳۸۴)، پایان‌نامه ارشد: "اثرات پرتو پر شدت میونی بر چرخه‌ی (μCF) با در نظر گرفتن مولکول‌های دو میونی و هلیوم"، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان.
- [۲] سوهانی م، (۱۳۷۸)، پایان‌نامه‌ی ارشد: "تحلیل پارامترهای موثر در بهره‌ی همجوشی کاتالیزور میونی (μCF) با در نظر گرفتن حالت شبه پایدار، توسط حل سینماتیک چرخه‌ی D-T"، دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان.
- [۳] Weston M. Stacey. (2010), "An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion", New York: Wiley.
- [۴] Ariola M. Pironti A. (2008), "Magnetic Control of Tokamak Plasmas", Springer-Verlag London Limited.
- [۵] Wesson J. (2004), "Tokamaks". Clarendon Press Oxford.
- [۶] کرین ک، ۱۳۹۰، "آشنایی با فیزیک هسته‌ای"، جلد دوم، میرفخرایی ن، مدرس م، چاپ چهارم، مرکز نشر دانشگاهی، تهران، ۲۰۱.
- [۷] رجایی نجف آبادی م، (۱۳۸۲)، پایان‌نامه‌ی ارشد: "حل چرخه‌ی همجوشی کاتالیزور میونی با استفاده از روش مونت کارلو"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان.
- [۸] Duderstadt J.J. and Moses G.A. (1984), "Inertial Confinement Fusion" New York: Wiley.
- [۹] Pfalzner S. (2006), "An introduction to inertial confinement fusion", Taylor & Francis, Group.
- [۱۰] Lahey R.T. and Taleyarkhan R.P. (2005) "SONOFUSION – FACT OR FICTION?" International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics NURETH-11, Popes Palace Conference Center, Avignon, France, October 2-6, 2005.
- [۱۱] Zhou C. D. (2008), thesis, "Fuel Assembly for Conventional, Fast and Shock Ignition Direct-Drive Inertial Confinement Fusion", Department of Mechanical Engineering The College School of Engineering, University of Rochester.

[۱۲] میردال س، (۱۳۹۶)، پایان‌نامه‌ی ارشد: " بررسی پدیده‌ی سونوفیوژن بر اساس معیار لاسون"، دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای، دانشگاه صنعتی شاهرود.

[۱۳] Zhou C.D. and Betti R., (2007), "Hydrodynamic relations for direct-drive fast-ignition and Conventional inertial confinement fusion implosions", American Institute of Physics. Phys. Plasmas 14, 072703.

[۱۴] Atzeni S. and Caruso A. (1984), "Inertial Confinement Fusion Ignition Of Isobarically Compressed D-T Target", Centro Ricerche Energia Frascati-C.P.65,00044 Frascati, roma. Italia.

[۱۵] Betti R. Chang P.Y. Spears B.K. Anderson K.S. Edwards J. Fatenejad M. Lindl J.D. McCrory R.L. Nora R. and Shvarts D., (2010), "Thermonuclear ignition in of inertial confinement fusion and comparison with magnetic confinement". AIP Publishing, Physic Plasmas 17, 058102.

[۱۶] Zhou C. D. and Betti R., (2008), "A measurable Lawson criterion and hydro-equivalent curves for inertial confinement fusion" PHYSICS OF PLASMAS **15**, 102707 -2008.

[۱۷] Hangxun Xu., (2011), Dissertation" CHEMICAL AND PHYSICAL EFFECTS OF ULTRASOUND: SONOLUMINESCENCE AND MATERIALS"Graduate College of the University of Illinois at Urbana-Champaign.

[۱۸] WALTON A.J. and REYNOLDS T.G. (1984), "Sonoluminescence", ADVANCES IN PHYSICS, 1984, VOL. 33, NO. 6, 595-660.

[۱۹] Brenner M. P. (2002), "Single-bubble sonoluminescence", REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 74, APRIL 2002.

[۲۰] Xu Y. and Butt A. (2005) "Confirmatory experiments for nuclear emissions during

- acoustic cavitation”, Nuclear Engineering and Design, 235 (2005) 1317-1324.
- [٢١] Taleyarkhan R. and West C. and Cho J. and Lahey R. and Block R. and Nigmatulin R. J.(2002),” Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation” Science, 1868 (2002); 295.
- [٢٢] YOSIOKA K. and KAWASI Y.,(1955),” ACOUSTIC RADIATION PRESSURE ON A COMPRESSIBLE SPHERE”, Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka Universit.
- [٢٣] H. Poritsky, 1952.
- [٢٤] Leighton T. and Walton A. and Pickworth M. (1990), “ Primary bjerknes force ” Eur J. Phys., 11:47-50.
- [٢٥] Engebrecht C. P. (2009), “Bubble Dynamics in Ultrasound”, University of Washington.
- [٢٦] Young F.R. (2004),” Sonoluminescence”, CRC Press LLC.
- [٢٧] King L.V. Proc. Roy. Soc. A. 153[1936], 1.
- [٢٨] Landau L. D. and Lifshitz E. M. (1959), “Fluid Mechanics”, Pergamon, New York,.
- [٢٩] Yasui K. (2001), ”Effect of liquid temperature on sonoluminescence” Physical review E,64(1),016310.
- [٣٠] Putterman S. J. and Weninger K. R.,(2000),” SONOLUMINESCENCE: How Bubbles Turn Sound into Light”, Annu. Rev. Fluid Mech. 2000. 32:445–476.
- [٣١] Srivastava R. C. Leutloff D. Takayama K. Gronig H.(2004),“Shock Focussing Effect in Medical Science and Sonoluminescence”.
- [٣٢] Doinikov A. A.,(2005)” Bjerknes forces and translational bubble dynamics”.
- [٣٣] Flynn H. (1982) “Method of generating energy by acoustically induced cavitation fusion and reactor therefor” US 4333796, published 1982.

- [٣٤] Crum A. (1998) “Acoustically induced cavitation fusion”, J. Acous. Soc. Am., 103, 3012, (1998).
- [٣٥] Putterman S. and Barber B. and Hiller R. and Maire R. and Lofstedt J.(1997), “Converting acoustic energy into useful other energy forms”US 5659173, published 1997.
- [٣٦] Saltmarsh M. and Shapira D. Science, 297, 1603, (2002).
- [٣٧] Xu Y. and Butt A. (2005)“Confirmatory experiments for nuclear emissions during acoustic cavitation”,Nuclear Engineering and Design, 235 (2005) 1317-1324.
- [٣٨] Geisler R. and Schmidt-Ott, W.D. Kurz T. and Lauterborn W. Europhys. Lett., 66, 435, (2004).
- [٣٩] Didenko Y. and Suslick K. “The energy efficiency of formation of photons, radicals and ions during single-bubble cavitation”, Nature, 394, 418, (2002).
- [٤٠] Akhatov I. and Gumerov N.(1997),” The Role of Surface Tension in Stable Single-Bubble Sonoluminescence” Department of Continuous Media Mechanics, Bashkir University, 32 Frunze Str.
- [٤١] Ohta T. (2003) “Processes and key properties of pool materials for bubble fusion”. Int J Hydrogen Energy 2003,28,1273-8.
- [٤٢] Dan M. Cheeke J.D.N. Kondic L.(2000),” Dependence of single-bubble sonoluminescence on ambient pressure”, Ultrasonics 38 (2000) 566–569.
- [٤٣] Taleyarkhan R.P. and West C.D. and Cho J.S. and Lahey Jr R.T. and Nigmatulin R.I. and Block R.C.(2004) “Additional evidence of nuclear emissions during acoustic cavitation”.Phys Rev E 2004,69,036109-1-11.
- [٤٤] Lahey R. T. and Taleyarkhan R. P. and Nigmatulin R. I. (2007) “Sonofusion technology

revisited". Nuclear Engineering and Design, 237(15),1571-1585.

- [٤٥] Hilgentfeldt S. and Brenner M.P. and Grossmann S. and Lohse D.,(1998),” Analysis of Rayleigh-Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles”, J. Fluid Mech. (1998), vol. 365, pp.171-204.
- [٤٧] Miley G.H. and Towner H. and Ivich I. (1974),”Fusion Cross Section and Reactivities”, University of Illinois, C-U Campuse Nuclear Engineering Program Urbana, Illinois 61801.
- [٤٨] Srivastava R. C. and Leutloff D. and Takayama K.and Gronig H. (2003),” Shock Focussing Effect in Medical Science and Sonoluminescence”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

Abstract

Sonoluminescence is the phenomenon of light emission from the fluid gas bubble. If we apply more severe conditions in the sonoluminescence, then fusion will occur, which is called sonofusion (sf). In the study of sonofusion because of similarities with fusion coupling, we first look at the fading behavior of the fuel into the ICF. We also introduce some important parameters such as encoding time, combustion parameter and neutron gain in this type of fusion. In the end, after a complete review of the sonofusion, we use a fusion magnetization fusion to calculate the fusion signal in the sonofusion. Finally, we calculate the fusion signal for the following two conditions: The first case when the bubble is only deuterium fuel and the D-D fusion reaction occurs. In this case, when using a wave at 35 kHz, 284 fuses were obtained in seconds. The second state is when there is deuterium and tritium in the fuel bubble and the D-T reaction occurs. In this case, when the frequency of 35 kHz was used, 48173 fuses were calculated in seconds.

Keywords: sonoluminescence, Sonofusion, combustion parameter, neutron gain, fusion signal.



Shahrood University of
Technology

Faculty of Physics and Nuclear Engineering

M.Sc. Thesis in Nuclear Physics

Study of frequency effect on fusion rate and ignition in sonofusion

By: Masood beheshtian

Supervisor:
Dr. Moslem sohani

August, 2018