بسم الله الرحمن الرحیم

وزارت علوم ، تحقیقات و فنّاوری
دانشگاه شهید مدنی آذربایجان

دانشکده علوم پایه
گروه فیزیک

رساله دوره دکتری تخصصی
رشته فیزیک اتمی و مولکولی
گرایش پلاسما

بررسی امواج غیر خطی در پلاسماهای نافزونور

استاد راهنما:
عبدالرسول اسفندیاری کلجاهی (Ph.D.)

استاد مشاور:
علیرضا راستکار ابراهیم زاده (Ph.D.)

پژوهشگر:
احسان صابریان

مهر / ۱۳۹۲
تبریز / ایران

تقدیم به همسر عزیزم

نازنین

تشکر و قدردانی

با استعانت از مقام احدیت، در ابتدا از زحمات جناب آقای دکتر عبدالرسول اسفندیاری که در جریان تعریف، پیشرفت و راهنمایی این رساله زحمات بسیاری را متقبّل شدند صمیمانه تشکر می نمایم. در اینجا همچنین از جناب آقای دکتر علیرضا راستکار معاون محترم پژوهشی دانشگاه، که به عنوان مشاور این رساله همواره حامی و پشتیبان اینجانب بودند کمال تشکّر و قدردانی را دارم.

در اینجا جا دارد که به خاطر همکاری ها و مساعدت های اساتید محترم گروه فیزیک به ویژه جناب آقای دکتر فرهاد دارابی مدیر محترم گروه فیزیک و جناب آقای دکتر یحیی اکبری معاون تحصیلات تکمیلی دانشکده علوم پایه صمیمانه سپاسگزاری بنمایم.

در پایان از تمام عزیزانی که در طول این مدت به اینجانب یاری رساندند صمیمانه تشکر و قدردانی می نمایم.

احسان صابریان

مهر ماه ۱۳۹۲

تبریز، ایران

چکیده

در این رساله امواج خطی و غیرخطی در پلاسماهای نافزونور نوعی مورد مطالعه قرار گرفته اند. در فصل ۱، برخی از سیستمهای پلاسمایی نوعی نظیر پلاسماهای جفت، پلاسماهای شامل باریکه‌ی الکترونی و پلاسماهای غباری معرفی شده اند. همچنین، در آنجا اهمیت مطالعه‌ی غیرخطیت در فیزیک پلاسما بحث شده است. علاوه بر این، مفهوم نافزونوری و فیزیک آماری نافزونور به عنوان یک چارچوب مناسب برای مطالعه‌ی سیستمهای آماری، از جمله پلاسماها، مورد بحث قرار گرفته است. سپس برخی از توابع توزیع غیرماکسولی مهم در مدل آماری نافزونور معرفی شده اند. در فصل ۲، مدل معادلاتی برای بررسی امواج خطی و غیرخطی در پلاسماها معرفی شده اند. در آنجا فرمولبندی نظریه‌ی ولاسف برای بررسی امواج پلاسمایی ارائه شده است، که در واقع یک مدل معادلاتی جنبشی مناسب برای مطالعه‌ی پلاسماهای با کوپلاژ ضعیف است، یعنی پلاسماهایی که در آنها برخوردها قابل اغماض هستند. بعلاوه، مدل معادلاتی برای مطالعه‌ی امواج غیرخطی در پلاسما معرفی شده است. نشان داده شده است که حل غیرخطی کامل مجموعه معادلات اساسی به یک معادله‌ی انتگرال انرژی می انجامد که از طریق آن می توان امواج سالیتونی با دامنه‌ی دلخواه را در پلاسما مورد مطالعه قرار داد. در فصل ۳، نوسانات لانگمویر در یک پلاسمای الکترون-پوزیترون (EP) عاری از میدان و بدون برخورد در چارچوب فیزیک آماری نافزونور مطالعه شده است. در آنجا با بکارگیری یک مدل معادلاتی جنبشی بر مبنای معادلات خطی شده‌ی ولاسف و پواسن، رابطه‌ی پاشندگی برای امواج لانگمویر و همچنین امکان وقوع مدهای نرمال، میرایی لاندائو و مدهای ناپایدار مورد بررسی قرار گرفته اند. نشان داده ایم که ویژگیهای نوسانات لانگمویر در یک پلاسمای EP نافزونور در مقایسه با پلاسماهای ماکسولی که با استفاده از آمار بولتزمن-گیبس بحث شده اند، بطور قابل ملاحظه ای تعدیل شده اند، زیرا سیستم مورد بررسی اساساً یک سیستم پلاسمایی با یک توزیع ایستای غیرتعادلی با ناهمگنی دمایی است. مشخص شده است با کاهش مقدار شاخص طیفی نافزونوری q که متناظر با یک پلاسما با کسر بیشتری از ذرات فوق حرارتی است، سرعت فاز امواج لانگمویر افزایش می یابد. به ویژه اینکه بسته به میزان نافزونوری سیستم به عنوان معیاری برای در نظر گرفتن برهمکنش ها و همبستگی های کولمبی بلند-برد، هم نوسانات میرا و هم نوسانات ناپایدار در یک پلاسمای EP بدون برخورد پیش بینی می شوند، که از یک پدیده‌ی تشدید بین موج و ذرات غیرحرارتی موجود در سیستم ناشی می شود. در آنجا مکانیسم منجر به مدهای ناپایدار را در

چارچوب فیزیک آماری نافزونور تبیین کرده ایم، از طرف دیگر مکانیسم منجر به میرایی امواج همان مکانیسم استاندارد میرایی لاندائو است. علاوه بر این، جوابهایی که بدست آورده ایم این انعطاف را دارند که در حد فزونوری ($q \to 1$) به جوابهای مربوط به یک پلاسمای EP ماکسولی کاهش یابند. در فصل ٤، با بکارگیری معادلات ولاسف-پواسن خطی شده و در نظر گرفتن یک باند فرکانسی پایین، امکان وقوع مدهای شبه صوتی در یک پلاسمای جفت (EP یا جفت-یون) عاری از میدان و بدون برخورد مورد مطالعه قرار گرفته است. سپس در مورد میرایی و ناپایداری این مدها در چارچوب فیزیک آماری نافزونور بحث شده است، بطوریکه در آنجا هر دو مورد تقارن دمایی و نامتقارنی دمایی برای ذرات پلاسما در نظر گرفته شده اند. نشان داده شده است که نامتقارنی دمایی در یک پلاسمای جفت به میزان اندکی سرعت فاز مدهای صوتی را کاهش می دهد و علاوه بر این، باعث کاهش نرخ میرایی این مدها می شود. بعلاوه، رابطه‌ی پاشندگی بدست آمده در این مطالعه با نتایج تجربی که در آن امواج الکتروستاتیک در یک پلاسمای جفت-یون خالص مورد آزمایش قرار گرفته اند، سازگاری دارد. در فصل ٥، با بکاگیری یک مدل هیدرودینامیکی انتشار امواج سالیتونی یون-صوتی (IA) در یک سیستم پلاسمایی شامل یونهای گرم، الکترونهای فوق حرارتی (با توزیع κ) و در حضور یک باریکه‌ی الکترونی مطالعه شده است. در آنجا، ابتدا با خطی سازی معادلات اساسی رابطه‌ی پاشندگی خطی برای امواج IA استخراج شده است. سپس در یک تحلیل غیرخطی کامل، با بکارگیری نظریه‌ی شبه پتانسیل استاندارد و استخراج معادله‌ی انتگرال انرژی، ویژگیها و ساختار سالیتونهای IA بطور پارامتری و عددی بررسی شده اند. مشخص شده است که با افزایش فوق حرارتی بودن پلاسما ناحیه‌ی مجاز برای وجود سالیتونهای IA محدود می شود. همچنین، سالیتونهای IA هم با پتانسیل مثبت (سالیتونهای تراکمی) و هم با پتانسیل منفی (سالیتونهای ترقیقی) می توانند در سیستم شکل بگیرند. بعلاوه، بسته به دمای یون و میزان فوق حرارتی بودن پلاسما، سالیتونهای IA با سرعتهای زیرصوتی یا فوق صوتی در پلاسما پیش بینی می شوند. علاوه بر این، مشخص شده است اگر پارامترهای مربوط به باریکه‌ی الکترونی (یعنی چگالی باریکه و سرعت باریکه) از یک سری مقادیر بحرانی تجاوز کنند، سالیتونهای IA امکان انتشار نخواهند داشت. بعلاوه، یک برهمکنش نوعی بین امواج سالیتونی IA و باریکه‌ی الکترونی نشان داده شده است.

کلید واژه ها: نافزونوری، موج خطی، موج غیرخطی، نوسانات لانگمویر، موج یون-صوتی، میرایی لاندائو، ناپایداری، روش شبه پتانسیل.

فهرست مطالب

عنوان **صفحه**

فهرست علایم و نشانه‌ها ٥
فهرست شکل‌ها ..... و

مقدمه ١

فصل ١- کلیّات و پیشینه‌ی نظری ١١

١-١- پیشگفتار ١٢
١-٢- فیزیک پلاسما ١٢
١-٣- معرفی برخی از سیستم های پلاسمایی و اهمیت آنها ١٤
١-٣-١- پلاسماهای الکترون-پوزیترون ١٤
١-٣-٢- پلاسماهای الکترون-پوزیترون-یون ١٧
١-٣-٣- پلاسماهای شامل باریکه‌ی الکترونی ١٨
١-٣-٤- پلاسماهای غباری ١٩
١-٤- امواج در پلاسماها ٢٤
١-٥- غیرخطیت در فیزیک پلاسما ٢٦
١-٥-١- سالیتون ها ٢٧
١-٥-٢- تاریخچه‌ی سالیتون ها ٢٨
١-٥-٣- ویژگیها و کاربردهای سالیتون ٣٢
١-٥-٤- شکل گیری و انتشار ساختارهای غیرخطی در پلاسماها ٣٣
١-٦- تابع توزیع ٣٦
١-٦-١- تابع توزیع ماکسول-بولتزمن ٣٧
١-٧- مفهوم نافزونوری و توابع توزیع غیر ماکسولی ٣٨
١-٧-١- تابع توزیع نافزونور (توزیع q) ٤٥
١-٧-٢- تابع توزیع فوق حرارتی (توزیع κ) ٤٨
١-٧-٣- توزیع غیرحرارتی Cairns ٥٠
١-٧-٤- مقایسه کیفی توزیع های نافزونور(q) ، فوق حرارتی(κ) و Cairns ٥٢

فصل ٢- مدل معادلاتی برای مطالعه‌ی امواج خطی و غیرخطی در پلاسما ٥٣

۲-۱- پیشگفتار ٥٤
۲-۲- نظریه‌ی ولاسف برای امواج پلاسمایی ٥٤
۲-۲-۱- فرم کلی معادلات ولاسف ٥٥
۲-۲-۲- خطی سازی معادلات ولاسف ٥٦
۲-۲-۳- حل معادلات ولاسف خطی شده برای امواج الکتروستاتیک در یک پلاسمای عاری از میدان ٥٧
۲-۲-٤- مفهوم مدهای نرمال پلاسما، امواج میرا و امواج ناپایدار ٦٣
۲-۲-٥- ویژه مقادیر کلی حل رابطه‌ی پاشندگی $D(k,\omega)=0$ برای میرایی یا رشد ضعیف ... ٦٤
۲-۳- پاشندگی و پهن شدگی موج ٦٥
۲-٤- غیرخطیت و افتادگی موج در پلاسماهای غیرپاشنده و بدون اتلاف ٦٦
۲-٥- مدل معادلاتی برای مطالعه‌ی امواج غیرخطی در پلاسما ٦٨
۲-٥-۱- روش اختلال کاهشی ٧١
۲-٥-۲- حل غیرخطی کامل ٧٣
۲-٥-۲-۱- شرایط وجود ساختارهای غیرخطی ٧٤
۲-٥-۲-۲- بسط دامنه‌ی کوتاه ٧٦

فصل ۳- نوسانات لانگمویر در یک پلاسمای الکترون-پوزیترون نافزونور ۷۸

۳-۱- مقدمه ٧٩
۳-۲- مدل معادلاتی جنبشی ٨١
۳-۳- نوسانات لانگمویر با بکارگیری توزیع نافزونور ٨٤
۳-٤- بحث و آنالیز نتایج ٩٠
۳-٤-۱- رابطه‌ی پاشندگی ٩٠
۳-٤-۲- میرایی لاندائو و نوسانات رشد کننده‌ی ناپایدار ٩٢
۳-٤-۲-۱- پلاسماهای فوق فزونور یا فوق حرارتی $(q<1)$ ٩٢
۳-٤-۲-۲- پلاسماهای زیر فزونور $(q>1)$ ٩٥
۳-٥- جمع بندی و نتیجه گیری ٩٧

فصل ٤- مدهای شبه صوتی در یک پلاسمای جفت نافزونور ۹۹

٤-۱- مقدمه ١٠٠
٤-۲- مدل معادلاتی ١٠٣
٤-۳- استخراج مدهای صوتی با بکارگیری توزیع نافزونور ١٠٦

٤-٤- بحث در مورد جوابها ١١٢
٤-٤-١- رابطه‌ی پاشندگی ١١٢
٤-٤-٢- میرایی لاندائو و مدهای ناپایدار ١١٥
٤-٥- نتیجه گیری ١١٩

فصل ٥- انتشار امواج یون-صوتی در یک پلاسمای فوق حرارتی با دمای یونی محدود در حضور یک باریکه‌ی الکترونی: مطالعه‌ی خطی و غیرخطی کامل ١٢١

٥-١- مقدمه ١٢٢
٥-٢- مدل معادلاتی ١٢٥
٥-٣- رابطه‌ی پاشندگی خطی ١٢٧
٥-٤- تحلیل غیرخطی کامل: معادله‌ی انتگرال انرژی ١٢٩
٥-٥- تحلیل دامنه دلخواه: بحث پارامتری ١٣٣
٥-٥-١- آستانه‌ی عدد ماخ (M_1) ١٣٣
یک پلاسمای EI سرد ماکسولی ١٣٤
یک پلاسمای EI ماکسولی با یونهای گرم ١٣٤
یک پلاسمای EI فوق حرارتی با یونهای گرم ١٣٤
آنالیز عددی M_1 ..... ١٣٤
٥-٥-٢- حد بالای عدد ماخ (M_2) ١٣٧
٥-٥-٣- نواحی وجود امواج سالیتونی ١٣٨
٥-٦- ساختارهای سالیتونی: تحلیل عددی ١٤٠
٥-٦-١- اثر فوق حرارتی بودن (نافزونوری) ١٤٠
٥-٦-٢- اثر دمای یون ١٤٣
٥-٦-٣- اثر سرعت سالیتون ١٤٥
٥-٦-٤- اثر چگالی باریکه ١٤٧
٥-٦-٥- اثر سرعت باریکه ١٤٩
٥-٦-٦- برهمکنش نوعی بین باریکه‌ی الکترونی و امواج یون-صوتی ١٥٢
٥-٧- حد دامنه های کوچک ١٥٣
٥-٨- خلاصه‌ی نتایج ١٥٣

ضمیمه أ -اثبات نافزونوری آنتروپی Tsallis ١٥٧

ضمیمه ب -تقلیل آنتروپی Tsallis به آنتروپی بولتزمن-گیبس ١٥٨

ضمیمه ج – محاسبه‌ی ضریب بهنجارش تابع توزیع نافزونور ۱۵۹

ضمیمه د – ادامه‌ی تحلیلی تابع $I(k,\omega)=\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{f(u)}{u-\omega/k}du$ در حد $\mathrm{Im}(\omega)\to 0$ ۱۶۱

ضمیمه ه –محاسبه‌ی مقدار متوسط $<u^2>$ با استفاده از توزیع q ۱۶۳

ضمیمه و – تقلیل رابطه‌ی (۳-۲۳) به رابطه‌ی (۳-۲٤) در حد $q\to 1$ (میرایی امواج لانگمویر در یک پلاسمای **EP** در حد ماکسولی) ۱۶۶

فهرست مراجع ۱۶۷

فهرست علایم و نشانه‌ها

عنوان	علامت اختصاری
آنتروپی	S
تابع توزیع	$f\ (\vec{r}, \vec{v}, t)$
سرعت حرارتی	v_{th}
سرعت حرارتی مؤثر	θ
ثابت بولتزمن	k_B
شاخص طیفی نافزونوری	q
شاخص طیفی توزیع فوق حرارتی	κ
فرکانس نوسانات پلاسما	ω_p
طول حفاظ دبای	λ_D
پتانسیل الکتروستاتیکی	ϕ
فرکانس موج	ω
عدد موج	k
سرعت فاز موج	v_{ph}
تابع دی الکتریک پاسخ پلاسما	$D(k, \omega)$
پربند لاندائو	L
ضریب میرایی یا رشد	ω_i
شاخص پلی تروپ	γ
عدد ماخ	M
چگالی باریکه‌ی الکترونی	ν
سرعت باریکه‌ی الکترونی	U_0
نسبت دمایی ذرات	σ
نسبت جرمی الکترون به یون	μ
تعداد بار یون	Z
اندازه‌ی بار الکترونی	e
تابع شبه پتانسیل	$\psi(\phi, M)$

فهرست شکل‌ها

عنوان **صفحه**

شکل ۱-۱: یک موج آب سالیتونی که توسط یک قایق موتوری ایجاد شده است..... ۳۰
شکل ۱-۲: تابع توزیع ماکسولی سرعتها در یک بعد..... ۳۸
شکل ۱-۳: آنتروپی مجموعه شامل دو مولکول از یک گاز ایده آل. ٤۱
شکل ۱-٤: آنتروپی کل یک سیستم متشکل از یک گاز ایده آل..... ٤۲
شکل ۱-۵: آنتروپی سیستم مرکب از زیرمجموعه های فرضی A و B. ٤۲
شکل ۱-٦: خاصیت افزایشی بودن آنتروپی بولتزمن برای یک سیستم متشکل از ذرات غیر برهمکنشی. ٤۳
شکل ۱-۷: خاصیت غیر افزایشی بودن آنتروپی برای یک سیستم متشکل از ذرات برهمکنشی..... ٤٤
شکل ۱-۸: توزیع نافزونور برای برخی مقادیر $q<1$ (فوق فزونوری)..... ٤۷
شکل ۱-۹: توزیع نافزونور برای برخی مقادیر $q>1$ (زیرفزونوری)..... ٤۸
شکل ۱-۱۰: توزیع فوق حرارتی برای برخی از مقادیر شاخص طیفی κ ۵۰
شکل ۱-۱۱: توزیع غیرحرارتی Cairns..... ۵۱
شکل ۲-۱: پربندهای لاندائو..... ٦۲
شکل ۲-۲: افتادگی و شکست موج در یک پلاسمای غیرپاشنده و بدون اتلاف..... ٦۸
شکل ۲-۳: شکل نوعی شبه پتانسیل برای یک موج سالیتونی و یک دولایه..... ۷۵
شکل ۳-۱: اثر نافزونوری بر روی رابطه‌ی پاشندگی امواج لانگمویر..... ۹۱
شکل ۳-۲: قسمت موهومی فرکانس امواج لانگمویر بر حسب شاخص نافزونوری برای $q<1$. ۹۲
شکل ۳-۳: نرخ میرایی بر حسب عدد موج برای امواج لانگمویر با میرایی ضعیف برای $q<1$ ۹۵
شکل ۳-٤: قسمت موهومی فرکانس امواج لانگمویر بر حسب شاخص نافزونوری برای $q>1$..... ۹٦
شکل ۳-۵: نرخ میرایی امواج لانگمویر بر حسب عدد موج برای یک پلاسمای زیرفزونور با $q>1$ ۹۷
شکل ٤-۱: رابطه‌ی پاشندگی خطی برای مدهای صوتی در یک پلاسمای جفت..... ۱۱۲
شکل ٤-۲: اثر نامتقارنی دمایی بر روی رابطه‌ی پاشندگی مدهای صوتی..... ۱۱۳
شکل ٤-۳: مقایسه‌ی رابطه‌ی پاشندگی امواج لانگمویر و مدهای صوتی در یک پلاسمای جفت خالص ۱۱٤
شکل ٤-٤: قسمت موهومی فرکانس مدهای صوتی بر حسب شاخص نافزونوری برای $q<1$ ۱۱۵
شکل ٤-۵: قسمت موهومی فرکانس مدهای صوتی بر حسب شاخص نافزونوری برای $q>1$. ۱۱٦
شکل ٤-٦: نرخ میرایی یا رشد بر حسب عدد موج برای مدهای صوتی ۱۱۸
شکل ٤-۷: اثر نامتقارنی دمایی بر روی نرخ میرایی مدهای صوتی در یک پلاسمای جفت ۱۱۹
شکل ۵-۱: رابطه‌ی پاشندگی خطی امواج IA برای مقادیر مختلف شاخص κ ۱۲۹
شکل ۵-۲: تغییرات آستانه‌ی عدد ماخ M_1 بر حسب پارامترهای مختلف. ۱۳٦

شکل ۵-۳: تغییرات حد بالای عدد ماخ (M_2) بر حسب دمای یون ۱۳۸
شکل ۵-٤: نواحی مجاز برای وجود سالیتونهای IA در صفحه‌ی $\kappa - M$ ۱۳۹
شکل ۵-۵: اثر فوق حرارتی بودن بر شبه پتانسیل $\psi(\phi)$ و پالس سالیتونی $\phi(\xi)$ ۱٤۲
شکل ۵-٦: اثر دمای یون بر شبه پتانسیل $\psi(\phi)$ و پالس سالیتونی $\phi(\xi)$ ۱٤٤
شکل ۵-۷: اثر سرعت سالیتون بر شبه پتانسیل $\psi(\phi)$ و پالس سالیتونی $\phi(\xi)$ ۱٤۷
شکل ۵-۸: اثر چگالی باریکه بر روی شبه پتانسیل $\psi(\phi)$ و پالس سالیتونی $\phi(\xi)$ ۱٤۸
شکل ۵-۹: تغییرات دامنه‌ی سالیتونهای IA بر حسب تغییرات چگالی باریکه‌ی الکترونی ۱٤۹
شکل ۵-۱۰: اثر سرعت باریکه بر روی شبه پتانسیل $\psi(\phi)$ و پالس سالیتونی $\phi(\xi)$ ۱۵۰
شکل ۵-۱۱: تغییرات دامنه‌ی سالیتونهای IA برحسب تغییرات سرعت باریکه‌ی الکترونی ۱۵۲

شکل د- ۱: پربند انتگرالگیری (پربند لاندائو) برای محاسبه‌ی $I(k,\omega)$ در حد $\mathrm{Im}(\omega) \to 0$ ۱٦۱

مقدمه

پلاسماها تقریباً در همه جای عالم یافت می شوند. گستره‌ی وجود آنها از ابرهای بین ستاره ای پخش شده در تاج های ستاره ای[1] تا مراکز متراکم ستاره ها متغیر است. وجه مشخصه ی تمامی آنها یک چیز است: ماده تشکیل دهنده آنها (بطور جزئی یا کلی) یونیزه است. علاوه بر اینها، در اینجا و بر روی زمین می توان شاهد انواع گوناگونی از پدیده های پلاسمایی، هم از نوع طبیعی و هم از نوع ساخته دست بشر، باشیم. پلاسماهای طبیعی مانند آذرخش[2] و آتش برای همگان آشنا هستند؛ علاوه بر آنها بسیاری از پلاسماهای مصنوعی تولید شده، نظیر لامپ های نئون[3] ، لامپ های فلوئورسان[4]، و صفحات تلویزیون پلاسما حتی برای آنهایی که با فیزیک آشنایی چندانی ندارند نیز شناخته شده هستند.

پیشینه‌ی فیزیک پلاسما به مطالعات فارادی[5] در زمینه ی تخلیه های الکتریکی باز می گردد. در آغاز این مطالعات، بسیاری از فیزیکدانان و پژوهشگران در حال تحقیق در مورد تخلیه های الکتریکی در گازها بودند. اولین مطالعات اصولی بر روی ذرات گازهای یونیزه در دهه ۱۹۲۰ توسط لانگمویر[6] و تانکس[7] انجام شد [۱,۲]. به تدریج تحقیقات پلاسما به سمت زمینه های دیگری گسترش یافت، که در این میان سه مورد بطور نسبی از اهمیت بیشتری برخوردار بودند. اول اینکه توسعه مخابرات رادیویی منجر به شناخت یونسفر[8] شد، یک سقف پلاسمایی طبیعی در بالای جو زمین که باعث انعکاس و گاهی جذب امواج رادیویی می شود. با آغاز مطالعات بر روی انتشار امواج رادیویی در یونسفر، یک طیف گسترده از امواج پلاسمایی تشخیص داده شد که در یک تفکیک کلی شامل امواج منتشر شونده در امتداد خطوط میدان مغناطیسی و امواج منتشر شونده عمود بر خطوط میدان مغناطیسی می شوند. دوم اینکه فیزیکدانان نجومی پی بردند که بخش عظیمی از عالم شامل پلاسما است و اینکه فهم فرایندهای فیزیک نجومی مستلزم یک فهم بهتر از فیزیک پلاسما می باشد. این مورد بخصوص برای خورشید از اهمیت بالایی برخوردار

[1] Stellar coronas
[2] Lighting
[3] Neon signs
[4] Fluorescent lights
[5] Faraday
[6] Langmuir
[7] Tonks
[8] Ionosphere

بود، بطوریکه لکه های خورشیدی[1] به شدت مغناطیده باعث ظهور بسیاری از پدیده های پلاسمایی پیچیده از قبیل شراره های خورشیدی[2] می شد. هانس آلفون[3] در این حوزه پیشگام بود، کسی که در حدود سال ۱۹٤۰ نظریه ی مگنتوهیدرودینامیک[4]، یا MHD، را پایه ریزی کرد که در آن پلاسما اساساً به عنوان یک سیال رسانا در نظر گرفته می شود. نهایتاً، مورد سوم تحقیقات همجوشی جهت دستیابی به یک منبع انرژی در دسترس برای آینده است. خورشید با آمیختن هسته های هیدروژن برای شکل گیری هلیم انرژی اش را دست می دهد، اما این فرایند همجوشی گرما هسته ای به دماها و فشارهای بسیار بالایی نیاز دارد، نظیر آنچه که در مرکز خورشید یافت می شود. بهرحال، با توجه به اینکه گاز در چنین دماهایی تبدیل به پلاسما می شود، ایده ای که بر می آید این است که پلاسما را در یک میدان مغناطیسی به دام بیندازیم، بدون اینکه آن عملاً در تماس با هر دیواره ای باشد. تلاش ها برای تولید یک چنین همجوشی گرما هسته ای کنترل شده ای از اوایل دهه ی ۱۹۵۰ آغاز شد و به یک چالش بین المللی بزرگ منجر شده است که هزاران دانشمند را درگیر خود کرده و مستلزم بکارگیری ابزار و ماشین های عظیم و پرهزینه است. با این همه، برای استفاده ی تجاری و مقرون به صرفه از چنین انرژی ای راه طولانی و چالش های فراوانی پیش رو است.

با وجود اینکه توسعه و احداث رآکتورهای همجوشی کنترل شده یکی از مهمترین چالش ها در بکارگیری عملی فیزیک پلاسما محسوب می شود، امّا این فقط یکی از چندین حوزه ای است که فیزیک پلاسما درآنها نقش بازی می کند. فیزیک پلاسما نقش قابل توجهی در توسعه ی بخش عمده ای از فیزیک معاصر بازی کرده است، از جمله می توان به اهمیت نقش آن در مطالعه ی حوزه هایی نظیر فیزیک نجومی، فیزیک اتمی، شیمی، علوم زیستی، فیزیک ملکولی، مولدهای انرژی مگنتوهیدرودینامیک، و فیزیک جو اشاره کرد. در سال های اخیر، تحقیقات گسترده ای در زمینه فیزیک پلاسما با تأکید بر کاربردهای متنوع آن در تکنولوژی و صنعت انجام شده است، نظیر تبدیل مستقیم گرما به الکتریسیته بوسیله ی ابزار مگنتوهیدرودینامیکی، پیش رانش وسایل نقلیه فضایی، و تولید و توسعه‌ی وسایل جدید الکترونیکی [۳].

[1] Sunspots
[2] Solar flares
[3] Hannes Alfvén
[4] Magnetohydrodynamics

امواج در پلاسماها یک مجموعه‌ی بهم پیوسته از ذرات و میدانهایی است که با یک مکانیسم تکرار شونده و پریودیک منتشر می شوند. یک پلاسما در حقیقت یک سیال شبه خنثی است که رسانای الکتریکی است. در ساده ترین شکل، پلاسما ساخته شده از الکترونهای آزاد و یونهای مثبت است، اما ممکن است شامل گونه های یونی متنوع، پوزیترون، ذرات غباری[1] ، ذرات خنثی و غیره باشد. یک پلاسما در اثر رفتار جمعی که از خود بروز می دهد با میدانهای الکتریکی و مغناطیسی کوپل می شود. این محیط درهم تنیده و متشکل از ذرات و میدانها یک طیف وسیع از امواج را در بر می گیرد. از آنجا که مدهای موجی یک پلاسما به مشخصه های آن پلاسما بستگی دارند، مطالعه‌ی این امواج برای هدف تشخیص پلاسما[2] بسیار سودمند می باشند.

امواج در پلاسماها بسته به اینکه یک میدان مغناطیسی نوسان کننده وجود داشته باشد یا نه، به دو طیف کلی الکترومغناطیسی و الکتروساتیکی طبقه بندی می شوند. این مطلب را می توان با بکارگیری قانون القای فارادی بصورت ساده ای روشن ساخت؛ با توجه به حل موج تخت $k \times \tilde{E} = \omega \tilde{B}$، یک موج الکتروستاتیکی باید بطور خالص طولی باشد ولی یک موج الکترومغناطیسی باید دارای یک مؤلفه‌ی عرضی باشد، علیرغم اینکه ممکن است تا حدودی طولی نیز باشد.

امواج پلاسمایی را می توان با در نظر گرفتن گونه‌ی نوسان کننده‌ی آن به طور موشکافانه تر و دقیقتری طبقه بندی کرد. در اغلب پلاسماهای معمولی داریم $T_e >> T_i$؛ با این فرض و به خاطر کوچک بودن بسیار زیاد جرم الکترون، پر واضح است که تحرک الکترونها خیلی بیشتر از یونها است. مدهای وابسته به حرکت الکترونها به جرم الکترون وابستگی دارند، اما یونها به علت اینرسی بزرگی که دارند ایستا فرض می شوند. از طرف دیگر، مدهای یونی به جرم یون وابستگی دارند، اما الکترونها را در این مدها می توان بدون جرم فرض کرد بطوریکه خودشان را بر طبق رابطه‌ی بولتزمن بلافاصله بازتوزیع کنند. تنها در موارد نادری، مانند امواج دورگه‌ی پایین[3]، یک مد هم به اینرسی الکترون و هم به اینرسی یون وابستگی دارد. علاوه بر اینها، امواج پلاسمایی مختلف را می توان به طریق دیگری نیز طبقه بندی کرد: بسته به اینکه آنها در یک پلاسمای غیرمغناطیده منتشر می شوند یا اینکه آنها در یک پلاسمای مغناطیده در راستای موازی، عمودی، و یا مایل نسبت به میدان مغناطیسی منتشر می شوند. با توجه به اینکه پلاسما یک محیط پیچیده است،

[1] Dust particles
[2] Plasma diagnostics
[3] Lower hybrid waves

پلاسما می تواند امواج غیر خطی را نیز در خود پوشش دهد. ترکیب اثرات غیر خطی در پلاسما می تواند منجر به تولید اختلالات موج گونه ای شود که شبیه مدهای معرفی شده در بالا نباشند و پدیده های جالبی نظیر سالیتون[1]، دولایه[2]، گردشار[3]، و غیره را بوجود آورند که به دفعات در پلاسماهای آزمایشگاهی، فضایی و کیهانی مشاهده شده اند.

حل معادلات امواج خطی بطور کلی آسان و سرراست است. هر ترکیب خطی دلخواه از حل معادلات امواج خطی خودش یک جواب معادله است. بنابراین، کافی است که برای فضای جوابها یک پایه پیدا کنیم. در این فرایند، آنالیز فوریه این امکان را فراهم می سازد که معادلات را به یک فرم جبری در بیاوریم. بطور خلاصه، مسایل خطی را عموماً می توان با یک روش اصولی و سیستماتیک حل کرد. اما متأسفانه معادلات توصیف کننده‌ی سیستمهای فیزیکی، از جمله پلاسماها، معادلاتی غیر خطی هستند. ساده ترین رهیافت برای حل چنین معادلاتی خطی سازی آنهاست که البته این کار اغلب برای دامنه های کوچک قابل توجیه است. برای امواج غیرخطی با دامنه های بزرگتر روش حل سیستماتیک خاصی وجود ندارد و باید به روش های دیگر متوسل شد [٤,٥].

روش اختلال کاهشی[4] [٦] به معادلات تحول کورته وگ-دی وری[5] (KdV) و معادله‌ی شرودینگر غیرخطی[6] (NLS) می انجامد که تنها در محدوده‌ی غیرخطیت ضعیف کاربرد دارند و دامنه‌ی اعتبار آنها محدود به دامنه های نسبتاً کوتاه می شود. حل نوعی معادله‌ی KdV منجر به جوابهای سالیتونی می شوند، یعنی ساختارهای کوهان شکلی که با یک سرعت مشخص و بدون تغییر شکل منتشر می شوند. با بررسی جوابهای ایستا در چارچوب مرجع همراه موج، می توان فهمید که چنین پالس های سالیتونی هنگامی ایجاد می شوند که غیرخطیت، که منجر به افتادگی موج می شود، و پاشندگی، که منجر به پهن شدگی موج می شود، باهم به موازنه برسند. حل معادله‌ی NLS نیز توصیف کننده‌ی جوابهای سالیتونی پوشدار[7] است، که دامنه‌ی آنها ثابت است اما یک فاز وابسته به زمان دارد. توجه به این نکته حائز اهمیت است که هر دو معادله‌ی فوق شامل N کلاس از حل های سالیتونی هستند که شامل ویژگیهای برهمکنشی و پایداری قابل

[1] Soliton
[2] Double layer
[3] Vortex
[4] Reductive perturbation technique
[5] Korteweg-de Vries
[6] Nonlinear Schrödinger
[7] Envelop solitons

ملاحظه ای هستند. از جمله می توان به این مورد اشاره کرد که سالیتون ها پس از برخورد با یکدیگر شکلشان را حفظ می کنند.

امواج غیرخطی دامنه بلند را تنها هنگامی می توان بصورت تحلیلی مطالعه کرد که آنها را در حالت تعادل بصورت ایستا[1] فرض کرد؛ اینکار بوسیله‌ی روش شبه پتانسیل سقدی اف[2] مورد بررسی قرار می گیرد [۷،۸]. در اکثر بررسی های انجام شده با استفاده از این روش، مطالعات لزوماً به آنالیز یک تک موج سالیتونی محدود می شود، که گاهی به اختصار سالیتون نامیده می شود، و ویژگیهای برهمکنشی بین این ساختارهای غیرخطی مورد آزمون قرار نمی گیرد. هدف اصلی از انجام این پژوهش مطالعه‌ی امواج غیر خطی در پلاسماهای نافزونور[3] است. البته ما در انجام این پژوهش به امواج خطی در پلاسما نیز توجه ویژه ای داشته ایم و به خصوص در یک بررسی مفصل با استفاده از معادلات ساختاری در نظریه‌ی ولاسف[4] به بررسی نقش نافزونور بودن[5] تابع توزیع بر روی نوسانات لانگمویر و امواج شبه-صوتی خطی در پلاسماهای جفت[6]، میرایی لاندائو[7]، و ناپایداری[8] این امواج در نتیجه انحراف از توزیع حرارتی[9] (توزیع ماکسول-بولتزمن) پرداخته ایم [۹].

اکثر پلاسماهای طبیعی شامل گونه های سازنده‌ی بیشتری در مقایسه با پلاسمای هیدروژن استاندارد، که صرفاً متشکل از پروتون (یون مثبت) و الکترون است، می باشند. وجود این ذرات اضافه شکل گیری امواج پلاسما را تا حد قابل ملاحظه ای تعدیل می کند. از آن جمله می توان به پلاسماهای جفت اشاره کرد که که ساختار اصلی بسیاری از پدیده های کیهانی و فیزیک نجومی را تشکیل می دهند. این پلاسماها شامل الکترون و پوزیترون و یا شامل یونهای مشابه و هم جرم با بار مخالف هستند، بطوریکه تقارن بسیار بالا وجه مشخصه‌ی اصلی این پلاسماها است. البته این امکان وجود دارد که پلاسمای الکترون-پوزیترون در محیط های کیهانی و حتی در آزمایشگاهها شامل یونهایی نیز باشد. مطالعه‌ی پلاسمای الکترون-پوزیترون-یون برای درک برخی از جنبه های سیستمهای مورد بحث در فیزیک نجومی و همچنین فیزیک آزمایشگاهی حائز

[1] Stationary
[2] Sagdeev pseudopotential method
[3] Nonextensive plasmas
[4] Vlasov theory
[5] Nonextensivity
[6] Pair plasmas
[7] Landau damping
[8] Instability
[9] Thermal distribution

اهمیت می باشد. همچنین این امکان وجود دارد که یک باریکه‌ی الکترونی در پلاسما وجود داشته باشد. چنین موقعیت هایی خصوصاً در لایه های بالایی مگنتوسفر[1] پیش می آید، زیرا در آن لایه ها امکان حضور گونه های متنوع الکترونی با دماهای مختلف (سرد و گرم) وجود دارد. مورد قابل توجه دیگر پلاسماهای غباری[2] هستند، یعنی پلاسمایی که با ذرات غباری باردار شده در هم آمیخته است. در بررسی این پلاسماها معمولاً ذرات غباری را به مثابه یک مؤلفه‌ی یون منفی سنگین در نظر می گیرند. در پژوهش پیش رو توجه ویژه ای به این پلاسماها خواهیم داشت.

اغلب فرض بر آن است که تابع توزیع سرعت ها در حالت تعادل پلاسما یک تابع توزیع ماکسولی است. با این فرض عملاً اثرات جنبشی در پلاسما را که می تواند در اثر مکانیسم های مختلفی ایجاد شود نادیده گرفته ایم. به هر حال بدیهی است که در محیط های پلاسمایی واقعی نظیر پلاسماهای فضایی و آزمایشگاهی وجود توزیع های ذرات غیر حرارتی[3] بسیار محتمل باشد. البته در مشاهدات تجربی پلاسماها، به دفعات مشاهده شده است که تابع توزیع ذرات در پلاسماهای فضایی و آزمایشگاهی دقیقاً یک تابع ماکسولی نیست و معمولاً انحرافاتی نسبت به توزیع حرارتی در آنها مشاهده می شود [۱۰,۱۱]. طیف مشاهده شده برای تابع توزیع سرعت ها در چنین مشاهداتی معمولاً به فرم دنباله هایی غیر ماکسولی از توزیع سرعتهاست که به صورت توابع توانی با سرعت کاهش می یابند. حضور چنین ذرات غیر حرارتی در پلاسمای فضایی بارها توسط مشاهدات فضاپیماهای مختلف گزارش شده است که نمونه هایی از آنها در مراجع [۱۲,۱۳,۱٤,۱۵,۱٦] آورده شده است. در سالهای اخیر مدل های مختلفی برای توزیع فضای فاز پلاسماها در بادهای فوق حرارتی[4] و یا دیگر انحرافات نسبت به رفتار ماکسولی خالص رایج شده است. از آن جمله می توان به توزیع فوق حرارتی کاپا (κ) اشاره کرد که برای اولین بار در سال ۱۹٦۸ توسط Vasyliunas معرفی شد و هدف آن توصیف پلاسماهای دور از تعادل حرارتی نظیر پلاسمای مگنتوسفر و بادهای خورشیدی بود [۱۷] (به عنوان یک نمونه از کاربرد این تابع توزیع به مرجع [۱۸] رجوع کنید). همچنین مدل توزیع غیر حرارتی[5] که در سال ۱۹۹۵ توسط Cairns معرفی شد و هدف آن در ابتدا توصیف و تشریح ساختارهای الکتروستاتیکی سالیتونی بود که شامل نقصان[6] در چگالی بودند [۱۹]. این ساختارهای فرورفته در لایه های بالای یونسفر و

[1] Magnetosphere
[2] Dusty plasma
[3] Nonthermal
[4] Superthermal wings
[5] Nonthermal distribution model
[6] Depletion

در ناحیه شفق قطبی[1] توسط ماهواره Freja مشاهده شده بودند [۲۰]. علاوه بر اینها، مدل فیزیک آماری نافزونور[2] به عنوان یک تعمیم از فیزیک آماری بولتزمن-گیبس[3] در سال ۱۹۸۸ توسط Tsallis ارائه شد و در ذیل آن را به اختصار معرفی می کنیم.

بطور کلی فیزیک آماری بولتزمن-گیبس هنگامی معتبر است که برهمکنش های میکروسکوپی سیستم کوتاه-برد، حافظه‌ی سیستم کوتاه، و ساختار محیط بصورت یک منیفلد[4] فضا-زمانی اقلیدسی[5]، پیوسته و دیفرانسیل پذیر باشد. لازم به ذکر است که آنتروپی توصیف کننده سیستم در فیزیک آماری بولتزمن-گیبس که تحت نام آنتروپی بولتزمن-شانون-گیبس[6] (BSG) شناخته می شود یک تابع فزونور[7] یا افزایشی[8] است. مشاهدات و مطالعات بسیاری مؤید این مطلب هستند که سیستم های فیزیکی با برهمکنش و همبستگی بلند-برد، سیستم های دارای حافظه‌ی بلند مدت، و ساختارهای فضا-زمانی فراکتالی[9] به درستی توسط فیزیک آماری بولتزمن-گیبس توصیف نمی شوند (به عنوان نمونه به مراجع [۲۱,۲۲,۲۳,۲٤] رجوع کنید). اساساً سیستمهای در معرض برهمکنش ها و همبستگی های بلند-برد و سیستمهای دارای حافظه بالا توسط توابع توزیع غیر ماکسولی توصیف پذیر هستند و در آنها دیگر آمار بولتزمن-گیبس معتبر نیست. مسلماً محیطهای پلاسمایی در معرض برهمکنش های فضایی بلند-برد و با حافظه زمانی هستند که در یک ساختار فضا-زمانی غیر اقلیدسی تحول می یابند و باعث می شود که رفتار آماری پلاسما از طریق فیزیک آماری بولتزمن-گیبس (فیزیک آماری فزونور) به درستی قابل توصیف نباشد. یک تعمیم مناسب از آنتروپی بولتزمن-شانون-گیبس اولین بار در سال ۱۹۵۵ توسط Reyni ارائه شد [۲۵]. چندین سال بعد Tsallis یک آنتروپی مناسب تر معرفی کرد [۲٦] بطوریکه ویژگیهای بنیادی آنتروپی از قبیل مثبت بودن[10]، هم احتمال بودن[11]، و برگشت ناپذیری[12] را حفظ می کند و بطور مناسبی فزونور بودن یا افزایشی بودن آنتروپی را به نافزونوری تعمیم می دهد. فرم تابعی تابع توزیع

[1] Auroral zone
[2] Nonextensive statistical physics
[3] Boltzmann-Gibbs statistics
[4] Manifold
[5] Euclidean
[6] Bpltzmann-Shannon-Gibbs entropy
[7] Extensive
[8] Additive
[9] Fractal space-time structures
[10] Positivity
[11] Equiprobability
[12] Irreversibility