

Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби

УДК 533.9

На правах рукописи

**СЫЗГАНБАЕВА САУЛЕ АСКАРОВНА**

**Динамические характеристики и оптические свойства неидеальной  
плазмы в рамках интерполяционного моментного подхода**

6D060400-Физика

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора философии (PhD)

Научные консультанты

доктор физико-математических  
наук, профессор Архипов Ю.В.

доктор физико-математических  
наук, профессор, Ткаченко И.М.

Республика Казахстан  
Алматы, 2023

## СОДЕРЖАНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	3
ВВЕДЕНИЕ	4
1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ	11
2 МЕТОД МОМЕНТОВ В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЕ	22
2.1 Метод моментов. Математическое введение.	22
2.2 Восстановление обратной диэлектрической функции	24
2.3 Функция-параметр Неванлинны	28
3 ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОМЕНТОВ К ИССЛЕДОВАНИЮ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СИЛЬНО СВЯЗАННОЙ ПЛАЗМЫ	31
3.1 Флуктуационно-диссипативная теорема	31
3.2 Вычисление динамического структурного фактора	36
3.3 Дисперсионное уравнение	45
4 ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ	53
4.1 Количественное представление обратной диэлектрической функции в сравнении с результатами моделирования	53
4.2 Поляризационный вклад в торможение тяжелых заряженных частиц	60
4.3 Применение метода моментов в вычислении тормозной способности электронного газа.	62
5 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ	76
5.1 Экспериментальные исследования оптической отражательной способности двухкомпонентной плазмы.	76
5.2 Формулы Френеля для расчетов коэффициентов отражения плотной плазмы	78
5.3 Отражение лазерного излучения от слоя плотной плазмы	79
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	88
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	90

## ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

УТС	Установка термоядерного синтеза
ИТС	Инерциальный термоядерный синтез
ММ	Метод моментов
МД	Молекулярная динамика
МК	Монте-Карло
ДФ	Диэлектрическая функция
ОДФ	Обратная диэлектрическая функция
ПХФ	Приближение хаотических фаз
ДЛ	Друде-Лоренца
ДП	Диэлектрическая проницаемость
NIF	National Ignition Facility (научный комплекс по исследованиям инерциального термоядерного синтеза в Ливерморской национальной лаборатории, США)
WDM	Warm dense matter (разогретое плотное вещество)
ТС	Тормозная способность
ФП	Функция потерь
ССФ	Статические структурные факторы
ФПН	Функция-параметр Неванлинны
ОКП	Однокомпонентная плазма
ДСФ	Динамический структурный фактор
ССФ	Статический структурный фактор
НС	Hypernetted chain (гиперцепное приближение или приближение сверхпереплетающихся цепочек, СПЦ)
PIMC	Path Integral Monte Carlo (PIMC - Квантовый стохастический метод численного моделирования Монте-Карло с представлением частиц интегралами по траекториям Фейнмана)
PIC	Particle-In-Cell (Метод частиц в ячейках)
QLCA	Quantum-Like-Cellular Automaton (Квантовые клеточные автоматы)
STLS	Singwi-Tosi-Land-Sjölander Approximation (Расширение ПХФ, предложенное Сингви, Тоси, Лэндом и Шёландером)
ФДТ	Флуктуационно-диссипативная теорема
ЭГ	Электронный газ

## ВВЕДЕНИЕ

**Общая характеристика работы.** Настоящая диссертационная работа посвящена исследованию динамических и оптических свойств неидеальной плазмы с использованием модифицированного интерполяционного подхода самосогласованного метода моментов. Теоретические методы апробированы, а для сравнения результатов исследования были использованы численные расчеты и экспериментальные данные.

**Актуальность темы исследования.** Физика плазмы в настоящее время переживает период интенсивного развития. Проявляемый интерес к свойствам так называемого четвертого состояния вещества вызван множеством причин. Одна из основных — это решение энергетических проблем, в связи с сокращением природного топлива. Как известно, есть несколько путей выхода из надвигающегося кризиса: возобновляемые источники энергии, ядерная энергия и энергия, получаемая в установках термоядерного синтеза. Последний, как оказалось, является наиболее выгодным. Во-первых, эта энергия может обеспечить основную часть мирового спроса, во-вторых, реактор в УТС содержит гораздо меньше радиоактивных материалов, чем атомный реактор деления, и поэтому последствия случайного выброса радиоактивных продуктов менее опасны, в-третьих, в УТС допускается прямое получение электроэнергии. Для получения энергии в УТС в настоящее время имеются два пути. Первый основан на магнитном удержании плазмы, нагретой до температуры в несколько сотен миллионов градусов. Второй — интенсивный разогрев термоядерного горючего до высоких температур при одновременном его сжатии потоками интенсивного электромагнитного излучения или пучками тяжелых ионов. Как известно, на УТС в Калифорнии недавно удалось получить больше энергии, чем было затрачено для разогрева и сжатия дейтерио-тритиевой плазмы. Сами по себе экспериментальные исследования плотной плазмы достаточно сложны и требуют немалых финансовых расходов, поэтому был разработан целый ряд теоретических методов анализа, позволяющих получать достоверные данные о термодинамических, оптических и электродинамических свойствах плотной, высокотемпературной плазмы.

Конечно, кроме установок управляемого термоядерного синтеза, сферы применения неидеальной плазмы, где средняя потенциальная энергия взаимодействия между заряженными частицами порядка и более их средней кинетической энергии теплового движения взрывоподобно расширились: от недр звезд и планет до производства бытовых приборов. С помощью плазмы можно максимально экологично сжигать городские отходы и очищать воду, и даже лечить раны. Тенденцией последнего времени является появление мощных источников воздействия на конденсированное вещество. Это резко увеличило наши возможности различных реализаций неидеальной плазмы экстремальных параметров и получения богатого набора явлений. Такими, в частности, являются мощные фемтосекундные лазеры и пучки тяжелых ионов,

которыми мы сегодня можем поверхностно и объемно нагревать конденсированное вещество и изучать различные плазменные эффекты. Это — специфическая физика, не говоря уже о мощных взрывах, традиционно используемых для генерации неидеальной плазмы.

Как было написано выше, Мир взял курс на развитие высокоэнергетических экспериментальных устройств, в частности систем инерционного термоядерного синтеза. Но проблема в том, что физические условия (температура и плотность) рабочего тела будущих реакторов ИТС, где мишень из изотопов водорода (дейтерия и трития), существующих в природе, сильно сжимается внешним лазерным излучением или пучками тяжелых ионов до плотностей на 5 порядков выше, чем у металлов, таковы, что в таких экстремальных условиях традиционные физические теории, основанные на разложениях по некоторым малым параметрам, терпят неудачу, и для диагностики и управления процессами в рабочем теле необходимы альтернативные непertурбативные теоретические подходы.

В последнее время, наряду с теоретическими исследованиями, произошел быстрый прогресс вычислительной техники, позволяющий проводить все более сложное и все более изощренное, так называемое «прямое» численное моделирование сложных физических процессов в неидеальной плазме (метод квантовой молекулярной динамики и квантового Монте-Карло и др.). Результаты численного моделирования являются одними из самых надёжных, так как основываются на «первых» принципах. Определенное место занимают также методы частиц в ячейках, предназначенные для моделирования различных физических систем как сплошных сред.

Построение последовательной квантовомеханической теории описания характеристик неидеальной плазмы с использованием кулоновского потенциала межчастичного взаимодействия приводит к вычислительным проблемам. Следовательно, в статистической теории плазмы появились так называемые псевдопотенциальные модели, основанные на замене кулоновского потенциала взаимодействия некими эффективными потенциалами, которые учитывают эффекты различного рода. Эти потенциалы конечны на малых расстояниях, а на больших расстояниях совпадают с кулоновским, т.е. остаются дальнедействующими.

Особое место среди теоретических методов исследования систем с кулоновским взаимодействием между частицами занимает метод моментов. Его суть заключается в том, что функция линейного отклика системы параметризуется как дробно-линейное преобразование функции - параметра с определенными математическими свойствами. Коэффициенты преобразования представляют собой ортогональные полиномы, вычисленные из первых моментов мнимой части функции отклика, определяющей саму функцию отклика через соотношения Крамерса-Кронига. моменты могут быть рассчитаны независимо и точно в рамках теории линейного отклика Кубо методом вторичного квантования. Наш самосогласованный подход позволяет

реконструировать динамические характеристики физической системы, которую мы изучаем, основываясь на знании или путём моделирования статических характеристик. Особую привлекательность придает возможность проведения расчетов для непертурбативных статистических систем взаимодействующих зарядов при любой степени их неидеальности. При этом не требуется проводить никакого разложения по степени неидеальности, как, например, в кинетической теории.

На основании вышеизложенного можно заключить, что исследования, которые позволяют получать достоверную информацию о динамических и оптических свойствах неидеальной плазмы методом моментов, представляются актуальными.

**Цель работы** - исследовать динамические и оптические свойства плотной неидеальной плазмы в рамках метода моментов.

Для достижения поставленной цели потребовалось решить поставленные задачи:

- вычислить и проанализировать динамические структурные факторы и сравнить результаты с данными численных экспериментов;
- изучить дисперсию и декремент затухания плазменных мод;
- рассчитать энергетические потери заряженных частиц в электронном газе;
- вычислить и проанализировать коэффициент отражения когерентных электромагнитных волн от плоской границы ударно-сжатой плазмы;

**Объектом исследования** является плотная неидеальная плазма.

**Предмет исследования** – динамические и оптические свойства плотной неидеальной плазмы.

**Методы исследования.** При решении задач, необходимых для достижения поставленных целей, будет использован интерполяционный самосогласованный метод моментов.

**Новизна работы.** В диссертационной работе впервые:

- рассчитаны и проанализированы динамические структурные факторы в моделях однокомпонентной плазмы и электронного газа, результаты согласуются с данными других авторов;
- исследованы дисперсия и затухание коллективных мод в системе;
- в рамках интерполяционного самосогласованного подхода метода моментов исследована тормозная способность электронного газа;
- проведены расчеты коэффициента отражения лазерного излучения от границы плотной плазмы без использования подгоночных параметров и показано полуколичественное согласие с результатами уникального эксперимента и численного моделирования.

**Теоретическая и практическая значимость исследования.** Проведенные исследования и результаты, полученные в диссертации, позволяют предсказывать динамические характеристики экспериментально изучаемых видов плазмы, встречающихся в установках управляемого термоядерного синтеза и астрофизических объектах.

Результаты исследований развивают теорию плотных кулоновских систем и имеют определенное практическое значение для диагностики плазмы.

#### **Положения, выносимые на защиту**

-Диэлектрические характеристики плазменных волн в классической неидеальной однокомпонентной плазме (при параметре неидеальности  $5 \leq \Gamma \leq 160$ ) согласуются с данными численных экспериментов с погрешностью до  $\sim 3,75\%$ , так что диэлектрическая функция удовлетворяет первым пяти правилам сумм.

- Поляризационные потери энергии налетающей заряженной частицы в электронном газе, найденные в рамках интерполяционного самосогласованного метода моментов при параметрах плотности  $r_s \gtrsim 1$ , ( $n_e \gtrsim 10^{22} \text{см}^{-3}$ ), согласуются с данными современных численных экспериментов с погрешностью до  $\sim 5\%$  во всем интервале скоростей.

- Значения коэффициентов отражения от слоя ударно-сжатой плазмы для р-поляризованного электромагнитного излучения в диапазоне длин волн 532-1064нм, рассчитанные в рамках метода моментов в широком интервале изменения углов падения (от 0 до  $\frac{\pi}{3}$ ) на плазму без учета ширины переходного слоя согласуются с данными реальных экспериментов с погрешностью до  $\sim 5,5\%$ , величина которой уменьшается при перпендикулярном падении.

**Достоверность результатов работы.** В диссертационной работе использовались известные и апробированные физические модели с применением доказанных математических теорем. Полученные соотношения основаны на известных фундаментальных уравнениях и математических выражениях.

**Связь с другими исследованиями.** Диссертация связана с экспериментальными работами по инерционному термоядерному синтезу, с моделированием физических процессов и теоретическими работами в области плотной неидеальной плазмы.

**Апробация работы.** Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались:

**Статьи с импакт-фактором по базе данных Thomson Reuters или в изданиях, входящих в международную научную базу данных Scopus:**

- Syzganbayeva S.A., Ara J., Askaruly A., Ashikbayeva A.B., Tkachenko I.M., and Arkhipov Y.V. // Collective phenomena in a quasi-classical electron fluid within the interpolational self-consistent method of moments// Europhysics Letters. –2022. –Volume 140. –Number 1. – 11001p.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A., Askaruly A., Davletov A.E., Dubovtsev D.Yu., Santybayev Kh.S., Syzganbayeva S.A., Conde L., Tkachenko I.M.. Dynamic characteristics of three-dimensional strongly coupled plasmas// Physical Review E. –2020. –Vol.102(5). – P. 053215.

- Arkhipov Yu.V., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Optical properties of dense plasmas// Plasma Physics Reports. –2020. –V.46(1). – P.71-76.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D. Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Stopping power of an electron gas: The sum rule approach // Contributions to Plasma Physics. –2019. –V.59(6). – P. e201800171.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Bonitz M., Conde L., Davletov A.E., Dornheim T., Dubovtsev D. Yu., Groth S., Santybayev Kh., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Sum rules and exact inequalities for strongly coupled one-component plasmas // Contributions to Plasma Physics. – 2018. – V.58(10). – P. 967-975.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Syzganbaeva S., Tkachenko I.M.. Dense Plasma Dynamic Structure Factor Simulation Data vs. the Method of Moments // Contributions to Plasma Physics. – 2015.- Vol. 55. – No.5. – P.381-389.

**Статьи в изданиях, рекомендуемых КОКСОН образования и науки МОН РК:**

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D. Yu., S.A. Syzganbayeva Stopping power of non-ideal plasmas:the moment approach // International Journal of Mathematics and Physics. – 2016. –V.7.- №2. – P. 89-94. (КОКСОН)

- Архипов Ю.В., Аскарулы А., Ашикбаева А.Б., Дубовцев Д.Ю., Сызганбаева С.А., Ткаченко И.М. Динамические свойства плотной кулоновской плазмы // Журнал Проблем Эволюции Открытых Систем. – 2017. – Т.19. №2. – С.82-87. (КОКСОН)

- Архипов Ю.В., Аскарулы А., Ашикбаева А.Б., Буртебаев А., Грушевская Е.А., Дубовцев Д.Ю., Лябухина К.О., Нурсейтова М., Сызганбаева С.А., Ара Х., Колома Ю., Ткаченко И.М. О коллективных процессах в плотной кулоновской однокомпонентной плазме // Журнал Проблем Эволюции Открытых Систем. – 2017. – Т.19. №1. –С.42-46. (КОКСОН)

- Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D. Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Optical properties of dense coulomb plasmas// International Journal of Mathematics and Physics. – 2017. – №1. – P. 24-27. (КОКСОН)

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Stopping of charged particles in dense one-component plasmas// Recent contributions to physics. – 2018.- №2(65). – P.51-57. (КОКСОН)

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Mursal N., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Динамические структурные факторы модельной неидеальной плазмы // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2018. – Т.20. №1. – P. 68-73. (КОКСОН)

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Zhumabekova A., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Торможение и разброс потерь энергии заряженных частиц в плотной однокомпонентной плазме // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2019. – Т.21. - №1. – P. 7-12. (КОКСОН)



- Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Syzganbayeva S.A., Mazhit Z.. Исследование коэффициента отражения плотной двухкомпонентной плазмы // Вестник. Серия Физическая (ВКФ). - 2019. – Т.70. –№3. – Р. 30-36. (КОКСОН)

**Публикация в сборниках тезисов и докладов:**

- Архипов Ю.В., Ашикбаева А.Б., Асқарұлы Ә., Дубовцев Д., Сызганбаева С.А. Оптические свойства плотной двухкомпонентной плазмы// Международная конференция студентов и молодых ученых "Фараби әлемі", Алматы, Казахстан, 2017. – 388 стр.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. Two-component plasma stopping power directly from partial static structure factors // International Conference Strongly Coupled Coulomb Systems, Kiel, Germany, 2017. – 97 p.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Conde L., Donko Z., Hartmann P., Korolov I., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. Direct determination of dynamic properties of strongly coupled plasmas // International Conference Strongly Coupled Coulomb Systems, Kiel, Germany, 2017. – 81 p.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Stopping of relativistic projectiles by multicomponent plasmas // High Energy Density generated by Heavy IOn and Laser Beams, Darmstad, Germany, 2017. – 51p.

- Сызганбаева С.А., Дубовцев Д.Ю., Сантыбаев Х.С., Ара Х., Холома Ю. Тормозная способность двухкомпонентной плазмы // Международная научная конференция студентов и молодых ученых "Фараби әлемі", Алматы, Казахстан, 2018. – 269 p.

- Д.Ю. Дубовцев, С.А. Сызганбаева, Х.С. Сантыбаев, Х. Ара, Ю. Холома Электродинамические свойства неидеальной однокомпонентной плазмы // Международная научная конференция студентов и молодых ученых "Фараби әлемі", Алматы, Казахстан, 2018. – 251 p.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Charged - particle stopping in a classical electron gas // IX International Conference Plasma physics and plasma technology (PPPT-9), Minsk, Belarus, 2018. – P.68-70.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Stopping power of an electron gas // 16th International Conference on the Physics of Non-Ideal Plasmas Saint-Malo, France, 2018. – 82 p.

- Сызганбаева С.А., Дубовцев Д.Ю. Оптические свойства плотной кулоновской плазмы в рамках обобщенной модели Друде-Лоренца // Международная научная конференция студентов и молодых ученых "Фараби әлемі", Алматы, Казахстан, 2019. – 390 стр.

- Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Dynamical properties of dense one-component plasmas revisited // High Energy Density generated by Heavy IOn and Laser Beams, Darmstad, Germany, 2019. – P. 18-19.

- Сызганбаева С.А., Сейдалиева М.С.. Динамические свойства классической однокомпонентной плазмы в рамках самосогласованного интерполяционного метода моментов// Международная научная конференция студентов и молодых ученых "Фараби элемеі", Алматы, Казахстан, 2022. – 372стр.

**Публикации.** По материалам диссертационной работы опубликовано 25 печатных работ: 8 в журналах из перечня КОКСОН МОН РК, 6 статьи в журналах дальнего зарубежья с импакт-фактором, входящих в международный информационный ресурс Web of Science и Scopus, 11 работ в материалах международных научных конференций.

**Объем и структура диссертации.** Диссертационная работа состоит из Введения, 5-и разделов, Заключения и Списка использованных источников из 214 наименований, содержит 92 страниц текста, включая 43 рисунков и 2 таблицы.

**Диссертационная работа была выполнена** в рамках научно-исследовательской работы МОН РК по теме: «Прямое определение динамических свойств неидеальной плазмы» (AP05132333), «Динамические свойства кулоновских систем в 2D и 3D геометрии» (AP09260349)

## 1 СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Согласно Ф.Ф. Чену [1], плазмой считается любая квазинейтральная система заряженных и нейтральных частиц, которые проявляют коллективное поведение. Говорят, что она квазинейтральна, поскольку плотность ионов и электронов одинакова, но между частицами, из которых она состоит, существует ряд электромагнитных взаимодействий. В отличие от обычной системы нейтральных молекул, простое движение заряженных частиц в плазме может генерировать токи и, следовательно, магнитные поля. Кроме того, если генерируются локальные концентрации свободных зарядов, либо положительные, либо отрицательные, возникает электрическое поле. Эти генерируемые поля из-за дальнего характера кулоновского взаимодействия влияют на движение других, более удаленных частиц. Таким образом, плазма проявляет коллективное поведение, поскольку движение частиц зависит не только от местных условий, но и от состояния системы в других, более удаленных областях. Плазму можно естественным образом найти внутри или на поверхности астрономических объектов, таких как нейтронные звезды, белые карлики, планеты-гиганты и т.д. [2,3]. Ее также можно создавать в лаборатории в довольно экстремальных условиях плотности и температуры [4,5], в электролитах и заряженных стабилизированных коллоидах [6,7], в криогенных ловушках с лазерно-охлаждаемыми ионами [8–10] и пылевой плазме [11–14].

Основная польза плазмы заключается в ее потенциале для получения энергии с помощью контролируемого термоядерного синтеза [15–17]. Термоядерный синтез представляет собой соединение ядер двух частиц с образованием ядра с большей массой. Чтобы достичь этого, ядра должны преодолеть силы кулоновского отталкивания. Единственным возможным способом добиться такого слияния ядер — это сообщить ядрам большого количества энергии. Это может быть применено самыми разными способами: путем ускорения пучков частиц до скоростей, близких к скорости света, и их лобового столкновения, сжатия системы до получения плотности и температуры, достаточных для преодоления кулоновского отталкивания, или путем повышения температуры системы до тех пор, пока реакции синтеза не начнутся самопроизвольно. Ещё до начала этих процессов вовлеченные атомы теряют свои электроны из-за того, что они могут поглощать достаточно энергии, чтобы покинуть ядро, в результате чего остается ионизированный газ, то есть плазма. Топливом, используемым в реакциях термоядерного синтеза, являются изотопы водорода: протий, дейтерий и тритий, поскольку они легко ионизируются. Это дает нам мотивацию для изучения статических, динамических и оптических свойств сильно связанной плазмы и, в частности, разогретой плотной материи, температура и плотность которой изменяются в широких диапазонах.

Стандартные теоретические подходы, например, кинетическая теория, неприменимы для описания свойств плотной, неидеальной плазмы, так как

используют соответствующие малые параметры, которые в свою очередь определяются численным решением системы нелинейных уравнений. Существуют и альтернативные методы, такие как метод квазилокализованного заряда (QLCA) [18-29], вязкоупругое приближение [30,31], метод непрерывных дробей [32-34], а также метод, связанный с нахождением эффективных потенциалов межчастичного взаимодействия (псевдопотенциалов) в плотных средах [35-36]. Эти методы применяются в основном для расчета диэлектрической функции, которая определяет меру отклика плазмы на максвелловское поле. Метод квазилокализованных частиц базируется на микроскопической модели, где заряды квазилокализованы на малом временном масштабе в локальных потенциальных полях. Эти заряды находятся в хаотично расположенных узлах и могут осциллировать около них. Узлы в свою очередь меняются, это приводит к постоянной смене основных квазиравновесных конфигураций. Тем самым модель хорошо определяет дисперсию плазменных волн в сильно связанной кулоновской системе, но не позволяет вычислить затухание. В методе вязкоупругого приближения диэлектрическая проницаемость выражается через поляризуемость системы свободных частиц и динамическое локальное поле так, что подход можно применить лишь при малых частотах и волновых числах. Естественно, допускаются необходимые выражения для вышеупомянутых величин, но в конечном счете они будут интерполированы с помощью вязкоупругого времени релаксации, и, если устремить ее к бесконечности, система возможно придет к некому «замороженному» состоянию. Что касается метода непрерывных дробей, то он основан на методе рекуррентных соотношений в рамках теории диэлектрического отклика. Хотя подход является наиболее продвинутым и современным, во многом аналогичным методу моментов, возникают трудности с его реализацией, особенно в кулоновских системах, где количество сходящихся моментов ограничено. Для описания электродинамических и термодинамических характеристик свойств плотной, неидеальной плазмы используют потенциалы, в которых учитываются и квантово-механические эффекты, и эффекты экранировки [37-38]. Этот подход обычно используют для разработки новых теоретических методов и для численных экспериментов. Сложность состоит в том, что в расчетах один вид потенциала не всегда можно применить для двух или более разных систем.

Как известно, информацию о свойствах плазмы можно получить, зная диэлектрическую функцию системы. Существуют несколько известных и часто используемых моделей вычисления ДФ плазмы. Одна из первых моделей была предложена П. Друде в 1900 году [39]. Являясь приложением кинетической теории, модель предполагала, что микроскопическое поведение электронов в твердом теле можно рассматривать классически. Позже модель была расширена Х.А. Лоренцом в 1905 году. В целом модель Друде – Лоренца хоть и показала связь между теплопроводностью и электропроводностью металлов, представляет собой также классическую модель. Несмотря на свои недостатки, модель ДЛ широко используется многими учеными мира.

Выяснилось, что и диэлектрическая функция Линдхарда [40], полученная в приближении хаотических фаз применима в случае разреженной плазмы [41], в более плотных системах, может быть использована с учетом функции локальных полей. Но если даже модель ДФ в ПХФ хорошо удовлетворяет правилам сумм высшего порядка в модели ОКП, то в модели ДКП эти правила сумм не выполняются, так же, как и в модели Мермина [42], то есть нет учета электрон-ионных взаимодействий в плазме.

В данной диссертационной работе для расчета динамических и оптических характеристик непертурбативных систем используется самосогласованный метод моментов [43]. В отличие от других вышеупомянутых подходов, этот метод не требует наличия малого параметра, достаточно прост в использовании и универсален. Он применим к широкому классу параметров плазмы в моделях однокомпонентной плазмы, двухкомпонентной плазмы, электронного газа и т.д. Здесь выбраны вышеупомянутые модели для демонстрации численной обоснованности подхода. Основа метода, безусловно, чисто математическая, а специфика системы отражается только в моментах, в этом смысле подход не зависит от модели. Он может быть применен для изучения динамических свойств кулоновских и некулоновских систем [44], независимо от его геометрии [41, 45-50].

Характерный параметр взаимодействия, используемый в данной работе, это параметр связи, который показывает отношение потенциальной энергии взаимодействия двух зарядов на расстоянии радиуса Вигнера-Зейца  $a = (\frac{3}{4\pi n})^{1/3}$ , к характерной кинетической энергии или температуре системы:

$$\Gamma = \frac{\beta e^2}{a}, \quad (1.1)$$

где  $\beta = \frac{1}{k_B T}$  – обратная температура в энергетических единицах,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $n$  – концентрация частиц.

В связи с трудностями в интерпретации результатов и дорогостоящей количественных экспериментов, в последнее время все большую популярность занимают работы, проведенные с использованием численного моделирования. Самыми распространенными среди них, являются методы молекулярной динамики MD [51-54], метод стохастического моделирования Монте-Карло в версии квантовой механики с фейнмановскими интегралами по траекториям (Path integral Monte-Carlo, PIMC) [55-58], а также квантовый Монте-Карло QMC [59]. В самой пионерской работе [51] авторы представили обширные расчеты молекулярной динамики корреляционных функций классической однокомпонентной плазмы, зависящих от времени, в широком диапазоне термодинамических состояний. Вычисленные функции автокорреляции скорости демонстрируют заметные колебания для  $\Gamma \gtrsim 10$  на частоте, близкой к частоте плазмы, что свидетельствует о существовании

сильной связи между одночастичным и коллективным режимами. Динамические структурные факторы состоят из резких пиков вблизи плазменной частоты, вплоть до волновых векторов порядка  $\frac{1}{a}$ . Самым важным результатом этих расчетов является свидетельство качественного изменения дисперсионной кривой для флуктуаций заряда: между  $\Gamma = 1$  и  $\Gamma = 10$  дисперсия изменяется от положительной (или власовской) к отрицательной (имеет отрицательную производную).

Определив диэлектрическую функцию, можно получить соотношения для дисперсии, статических корреляционных функции и термодинамических потенциалов. Для слабосвязанной плазмы с  $\Gamma \ll 1$ , то есть, когда плотность электронов низка или, наоборот, когда плотность достигает немалых значений, но температура достаточно высока, приближение хаотических фаз дает хорошие результаты при расчете диэлектрической проницаемости [60]. Это связано, как упоминалось выше, с преобладанием кинетической энергии в такой системе. Если в плазме кинетическая и потенциальная энергии примерно одного порядка,  $\Gamma \sim 1$ , то в такой плазме затухание плазменных волн будет в основном за счет соударений. Чтобы проверить правильность различных теоретических подходов авторы в работе [60] провели сравнение с результатами моделирования методом квазиклассической молекулярной динамики электронного газа. В работе используется  $6N$ -мерное фазовое пространство, частицы взаимодействуют через эффективные парные потенциалы. Однако псевдопотенциал, зависящий только от пространственных координат, приводит к Максвелловскому импульсному распределению. Для того, чтобы учесть это, авторы при моделировании включили взаимодействия, зависящие от импульса. Аналогичный подход использовался и в других работах [61-64].

При численном моделировании считаются известными все взаимодействия между частицами, записываются уравнения движения или вероятности перехода системы из одного состояния в другое, и макроскопические характеристики определяются усреднением. Результаты численного моделирования являются одними из самых надёжных, так как основываются на «первых» принципах. Код молекулярной динамики в [52-54] имитирует движение до  $N = 10\ 000$  точечных частиц внутри кубической ячейки. Для случая классической однокомпонентной плазмы авторами [53-54] учитывается дальное действие кулоновского потенциала. Интегрирование уравнений движения выполняется с помощью схемы Верле. При инициализации положения частиц задаются случайным образом, в то время как векторы их начальной скорости выбираются из распределения Максвелла, соответствующего заданной температуре системы. На первом этапе моделирования скорости частиц масштабируются на каждом временном шаге, чтобы достичь желаемой температуры. Хорошее согласие между численными и теоретическими результатами в относительно широкой области изменения термодинамических параметров и в конечном итоге достигается при использовании до четырех подгоночных параметров [54].

Достижение работы [65] состояло в том, что авторы смогли смоделировать систему, состоящих из 125 протонов и 125 электронов для трех термодинамических состояний. В ней рассматривались значения параметра связи  $\Gamma \approx 1$  и параметра плотности  $r_s \approx 1$ , где

$$r_s = \frac{a}{a_B} = \frac{ame^2}{\hbar^2}, \quad (1.2)$$

( $a_B$ -радиус Бора), то есть рассматривались те значения параметров, которые соответствуют сильно связанной кулоновской системе или материи с высокой плотностью энергии. Подобные расчеты уже доказали свою ценность при изучении однокомпонентной плазмы [66,67] и бинарных ионных систем. Стоит отметить, что МД-исследование коллективных мод при значительно маленьких волновых числах стали полезным начинанием.

Для характеристики статических систем, в тексте диссертации встречается еще один безразмерный параметр. Это - так называемый параметр вырождения,

$$\theta^{-1} = \beta E_F = 1.84159 \frac{\Gamma}{r_s}, \quad (1.3)$$

который представляет собой отношение энергии Ферми системы  $E_F$ , к ее тепловой энергии. Есть основания полагать, что при моделировании физических свойств сильно неидеальной двухкомпонентной плазмы в [65] квантово-механическая природа системы была учтена недостаточно.

Чтобы изучить влияние неидеальности на динамический отклик систем, подобных двухкомпонентной плазме, авторы [68] провели исследование модельной плазмы двух видов с помощью МД моделирования, также провели сравнение результатов с результатами различных теоретических моделей. В работе [68] в качестве парного взаимодействия были выбраны несколько различных видов потенциалов, но кулоновское взаимодействие на коротких расстояниях позволило избежать одновременной обработки сильных корреляций и квантовых эффектов, необходимых для описания реальной неидеальной ДКП. Для термодинамических свойств слабо связанной ДКП такие эффективные потенциалы могут быть выведены из квантовой статистики [69,70]. Эти модельные системы можно рассматривать как разумное квазиклассическое приближение для реальной ДКП.

Хотя эти современные методы моделирования успешно объясняют свойства плотной плазмы, их использование невозможно без теоретического осмысления и обоснования полученных количественных данных. Действительно, смоделированная плазма не может рассматриваться как находящаяся в точно таких же условиях, что и экспериментальная плазма.

Одной из основных задач человечества на данный этап является создание устройства для получения безопасной и требующей малых затрат для

осуществления, энергии. В связи с этим с конца 50-х годов XX века в мире начались интенсивные исследования по созданию установок термоядерного синтеза с магнитным удержанием плазмы. В настоящее время осуществляется альтернативный вариант УТС: инерциальный термоядерный синтез, где, без какого-либо «капкана», горячая плотная плазма не разлетается благодаря действию закона сохранения импульса. Нагрев дейтерия-тритиевой мишени происходит за счет лазерных пучков, которые способны довольно быстро ввести огромную порцию энергии в малый объём. При этом внешний слой мишени разлетается, а её ядро сжимается [71]. За последние 50-60 лет были созданы многопучковые установки, которые смогли одновременно использовать импульсы лазерного излучения, равномерно сжимая и нагревая сферические мишени. Лазерное направление инерциального синтеза развивается в США, на National Ignition Facility в Национальной Лаборатории им. Л. Ливермора [72-74]. Официально к 2012 году было объявлено, что NIF продемонстрирует воспламенение термоядерной мишени в лаборатории 10-кратном усилении. Однако несмотря на то, что лазер работал идеально в соответствии с проектными параметрами и даже превосходил их по общей энергии, подаваемой на мишень, воспламенения термоядерной мишени не произошло к предполагаемой дате [75]. Это грандиозное событие произошло спустя 10 лет. В 2022 г. команда NIF в результате успешного эксперимента [76-78] добились выделения 3,15 МДж энергии, хотя на термоядерную реакцию было потрачено 2,05 МДж, что является более высоким достигнутым порогом, чем указывалось ранее. Чтобы вызвать реакцию синтеза, 192-х лазерная система NIF производит выстрел по мишени размером с горошину, нагревая изотопы водорода дейтерий и тритий. Во время фазы сжатия топливо нагревается и проходит через режим разогретого плотного вещества. Здесь свойства материи, выраженные Уравнением состояния, известны недостаточно. В режиме высокого сжатия нам приходится иметь дело с вырожденной материей, но потери энергии заряженных частиц в вырожденной материи практически не изучены. Поскольку перспективы термоядерной энергетики очень важны и многообещающие, рассматриваются альтернативные концепции ИТС. Такой альтернативой интенсивным лазерным лучам являются интенсивные пучки тяжелых ионов высокой энергии. Это направление состоит в использовании различных видов пучков (электронов, протонов, легких и тяжелых ионов) для индуцирования экстремальных состояний материи [79-82]. Развитие этой области тесно связано с достижениями в области физики и технологии ускорителей. Огромная концентрация энергии при сбросе на мишень протонов и ионов и хорошо изученная методика разводки пучков дает научному миру шанс на получение энергии. Примерами таких исследований служат работы машин в Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI-Дармштадт), Институте теоретической и экспериментальной физики в Москве (ИТЭФ-Москва) и Институте современной физики (IMP-Ланьчжоу). В подобных устройствах



для быстрого зажигания мишени используются пучки протонов, легких ионов [83-86] и тяжелых ионов [87,88].

Для полного теоретического описания потерь энергии заряженных частиц, проходящих через материю, следует учитывать широкий спектр физических процессов. Первые проблемы возникают при описании мишени, которая, в зависимости от плотности и температуры, может находиться в различном фазовом состоянии. Поэтому необходимо знать степень ионизации, вырождение электронов и различных типов ионов в мишени и связанные с ними связанные состояния. Это включает в себя уже довольно полное решение задачи о составе плотной плазмы и ее термодинамических свойствах. Исследования проблемы прохождения заряженных частиц через среду были начаты еще в XIX веке [89-91]. Работа Бора [90] посвящена классическому рассмотрению потерь энергии тормозящейся в среде частицы, а работа Бете [91] – получению квантовой формулы для потерь энергии в борновском приближении.

Рассмотрение явления тормозной способности плазмы основано, обычно, на двух теоретических подходах: формализм диэлектрической проницаемости и формализм парных столкновений. Формализм парных столкновений [92] основан на рассмотрении лишь прямых столкновений частиц, в то время как в рамках формализма диэлектрической проницаемости учитываются процессы рассеяния на флуктуациях дальнедействующего кулоновского поля взаимодействия, что и объясняет его популярность при описании тормозной способности плазмы по отношению к налетающим тяжёлым ионам. Впервые формализм ДП был введен Е. Ферми [93], а затем для более полного описания торможения ионов в веществе вследствие электромагнитных взаимодействий, границы его применимости были расширены [40,94-97].

В работе [40] Линдхарда удалось связать поляризационные потери ионов в плазме с обратной продольной диэлектрической проницаемостью плазмы. При этом нелинейными эффектами типа эффекта Баркаша [98], пренебрегается. Другими словами, хотя потери энергии пропорциональны квадрату заряда частицы, теория торможения обычно линейна. При исследовании диэлектрической функции среды обычно сосредотачиваются на двух основных типах плазмы. Во-первых, это плотная плазма при низких температурах, обычно описываемая с помощью моделей вырожденного электронного газа и использования квантово-механических методов, то есть плазма, представляющая интерес для термоядерного синтеза с инерционным удержанием [99]. Во-вторых, разреженная плазма при высоких температурах, обычно описываемая с помощью моделей невырожденного электронного газа в классическом описании, что включает случай плазмы, представляющей интерес для термоядерного синтеза с магнитным удержанием [100].

Как уже было сказано, в основе диэлектрического формализма лежит выражение, связывающее тормозную способность плазмы с продольной диэлектрической проницаемостью среды, которое получается из линеаризованной системы уравнений Власова-Пуассона [101,102]

$$S \equiv -\frac{dE}{dx} = \frac{2(Ze)^2}{\pi v^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{kv} d\omega \omega \operatorname{Im} \left[ \frac{-1}{\varepsilon(k, \omega)} \right], \quad (1.4)$$

где  $\varepsilon(k, \omega)$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $Ze$  и  $v$  заряд и скорость налетающей частицы соответственно,  $k$  – волновое число. Это выражение содержит прямую пропорциональность величины поляризационных потерь энергии квадрату заряда иона (налетающей частицы) тем самым указывая на связь между линейным откликом и возмущением первого порядка [40]. Результаты работ [101,102] применимы только в случае разреженной классической плазмы, где расходимость кулоновского потенциала на малых расстояниях обязывает провести обрезание интегрирования по волновому числу на расстоянии, которое соответствует расстоянию минимального сближения налетающей частицы и частицы среды. Введение кулоновского классического ограничения для изменения диэлектрической формулы может стать физически нереалистичным не только для высоко- но и для слабо заряженных ионов.

Предложенный в [103] новый классический критерий отсечки, как утверждают авторы, улучшает поведение и показывает, что сбой в расчете диэлектрической функции возникает из-за не соответствующего критерия отсечки, который не учитывает экранирующие эффекты на ионное поле. До сих пор наиболее надежным методом, который обеспечивает физически корректные решения во всех случаях, как в отношении пробной частицы, так и в отношении условий среды, является полный квантово-механический расчет, основанный на квантовой теории рассеяния, или, как показано в работе [104], подход полуклассического рассеяния. В работах [55,105,106] на основе формализма парных столкновений было получено выражение для потерь энергии пробного заряда в плазме. Сильные корреляции между ионами пучка и частицами плазмы, которые возникают при высоких числах заряда ионов, рассматривались на уровне статически экранированного приближения T-матрицы [105]. Эффекты динамического экранирования, учитываемые только в первом Борновском приближении, включались с использованием комбинированной схемы [102], которая рассматривает как близкие столкновения, так и коллективные эффекты. Авторы убеждены, что, если плазма частично ионизирована, при расчете ТС необходим учет сильных эффектов связи, таких как процессы ионизации и возбуждения в среде, снижение энергии ионизации, что выходит за рамки применимости вышеуказанных моделей. В работе [106] тормозная способность и температурная релаксация плотной плазмы рассчитана на основе кулоновского логарифма с использованием эффективных потенциалов. Хотя авторы сами утверждают, что данная модель надежна только при относительно низких скоростях снаряда, в целом было показано хорошее количественное согласие с данными численных экспериментов [55].

В работах [98,107,108] расчеты тормозной способности были выполнены с использованием классической линейной функции отклика в приближении хаотических фаз. ПХФ не учитывает электрон-электронные столкновения, и потеря энергии увеличивается для низких скоростей и уменьшается для высоких. В более поздних работах автор предложил выражение для диэлектрической функции [109-111], учитывающий электрон-электронные корреляции в системе путем введения поправок на локальное поле. ДФ Мермина была успешно применена к твердым телам с плотным вырожденным электронным газом [112], для классической плазмы с невырожденным электронным газом [113-115], а также для частично вырожденной плазмы [59,116]. В работе [59] авторы выявили серьезные ограничения в применимости данной модели ДФ.

Еще одним тестом для различных моделей комплексной плазменной диэлектрической функции является исследование оптических свойств плазмы [117–132]. Излучение, исходящее из плазмы, несет информацию об интегральной температуре и усредненной концентрации частиц, которые определяются из структуры энергетического спектра атомов и молекул и зависят от характера межчастичных взаимодействий. Анализ коэффициентов отражения электромагнитных волн  $s$  и  $p$  поляризации, падающих под разными углами на плазму, позволяет рассчитывать локальную концентрацию заряженных частиц слоистой неоднородной плазмы в данной области фазовой диаграммы. Особую роль такие исследования играют при исследовании оптических свойств быстроменяющихся сред. К настоящему времени получены обширные данные по оптическим свойствам разреженной плазмы, где элементарные процессы независимы друг от друга. К примеру, результаты исследования отражения электромагнитного излучения от ударно – сжатой плазмы инертных и не инертных газов при варьировании длины волны лазерного излучения и электронной концентрации среды были представлены и проанализированы в экспериментальных работах [133-142].

В работах [133-135] был обнаружен резкий скачок коэффициента отражения от плазмы ударно сжатого водорода, дейтерия и гелия, что говорит о явном фазовом переходе, при котором происходит металлизация при определенных значениях давлений. При этом в [136] было обнаружено возникновение металлизации гелия вследствие уменьшения энергетической щели между свободными и связанными состояниями при увеличении плотности.

Влияние неидеальности на оптические свойства проявляется при умеренных плотностях, а также в сдвиге пороговых частот фотоионизационных континуумов [143]. При дальнейшем росте неидеальности эффекты не изменяют своей природы, а лишь нарастают количественно. Только при весьма высоких плотностях в плазме происходит заметная перестройка электронной энергетической структуры, описываемая в различных, часто еще спорных моделях. Такая плазма возникает в результате больших импульсных энергозатрат при лазерном воздействии на

конденсированное вещество [144-148], в самосжатых электрических разрядах [149-151], а также в ряде динамических экспериментов [152].

В работах [137-142] авторы сосредоточились на экспериментах с ударно-сжатым ксеноном. Отражательная способность плотной плазмы измерялась для различных длин волн лазера, поляризации и углов падения. Существует множество теоретических попыток описать эти экспериментальные данные. Как известно, коэффициенты отражения ксеноновой плазмы для s- и p-поляризации могут быть получены из решения уравнений Максвелла, содержащих диэлектрическую функцию. Так как разогретая плотная материя содержит сильно взаимодействующие заряженные частицы, играющие критическую роль в такой среде, авторами [123,124-126,153] в качестве ДФ среды использовалась модель Друде, с учетом статических частот столкновений. Поэтому в [123,124-126,154] была рассчитана и динамическая частота столкновений заряженных частиц в приближении Борна для кулоновского потенциала. Авторы [123] показали хорошее согласие с экспериментальными данными и приводят следующее утверждение: зависимости отражательной способности от угла падения, полученные с учетом динамического экранирования в потенциалах взаимодействия показывают лучшее согласие для p-поляризации, чем данные, полученные с учетом экранирования статическим зарядом. Согласно правилу Маттиссена, общая частота столкновений равна сумме вкладов, обусловленных различными процессами рассеяния, электрон-ионными и электрон-атомными столкновениями. Как выяснилось, эти попытки учета межчастичных корреляций предполагают существование относительно широкого неоднородного переходного слоя, расчет которого включают до трех подгоночных параметров [124-126,154], что в свою очередь говорит о границах применимости данной модели ДФ. В работах [125-127,139,140] было получено приемлемое согласие с экспериментом. Этот результат был следствием введения предположения об уширении фронта ударной волны в рамках ДФ Друде. Однако такой подход не позволил установить однозначное соответствие между значениями коэффициента отражения и концентрацией свободного заряда, так как микроскопические процессы привели к размыванию фронта ударной волны [137] больше, чем обычно принято считать.

Подход к расчету коэффициента отражения излучения от плотной плазмы в рамках теории функционала плотности [128-132] дал достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными для всех длин волн лазерного излучения  $\lambda_{las}$  в области плотностей  $\rho > 2$  г/см<sup>3</sup>. Но в трех точках с параметрами  $\lambda_{las} = 1064$  нм,  $\rho = 0,51$  г/см<sup>3</sup>;  $\lambda_{las} = 694$  нм,  $\rho = 0,53$  г/см<sup>3</sup>;  $\lambda_{las} = 532$  нм,  $\rho = 1,1$  г/см<sup>3</sup> наблюдается заметное расхождение с экспериментом. Рассчитанные значения более чем в 3 раза отличались от данных эксперимента. Это привело к непоследовательным описаниям измеренной отражательной способности и к сомнениям в применимости данной теории.

Оптические свойства неидеальной полностью ионизированной плазмы обсуждались с точки зрения кинетической теории в [155]. Авторы продемонстрировали, что традиционный кинетический подход с классическим поперечным сечением кулоновского рассеяния и соответствующим образом модифицированным Кулоновским логарифмом обеспечивает разумное описание показателя преломления, пониженного коэффициента поглощения и коэффициента отражения в случае нормального падения излучения вплоть до значений параметра связи, соответствующих умеренной неидеальности. Модифицированный Кулоновский логарифм сводится к стандартной форме при  $\Gamma = 1$ , и, таким образом, подход сводится к обычной теории кулоновского рассеяния при слабой неидеальности. Представленный подход согласуется с общими концепциями кинетики плазмы, но заметны значительные количественные различия. Авторы сами отмечают, что при сравнении теории с экспериментом следует учитывать другие факторы, которые могут влиять на оптические свойства плазмы в различных экспериментальных условиях.

Таким образом, возник вопрос о нахождении первопринципных физических подходов, способных давать надежные результаты по свойствам плотных кулоновских систем в промежутках между состояниями идеального газа и твердого тела. Рабочее тело будущих инерционных термоядерных реакторов находится в экстремальных условиях, где традиционные физические теории, основанные на разложениях по некоторым малым параметрам, терпят неудачу, и для диагностики и управления процессами в рабочем теле нужны альтернативные непertурбативные физические теории. Именно это является целью данной диссертационной работы, в которой для исследований различных характеристик непertурбативных систем используется самосогласованный метод моментов. Его идея основывается на решении моментной задачи Гамбургера [156], которая обладает двумя бесконечными семействами решений, дополненных некоторыми физическими соображениями. Точнее, неканонические решения используются для построения физически мотивированного уникального решения усеченной задачи восстановления функции класса Неванлинны [157] (называемой в статистической физике функцией отклика), степенные моменты вещественной части которой известны в статистической физике как правила суммы. Самосогласованная версия моментного подхода привела к количественному и качественному описанию важных динамических и оптических свойств модельных физических систем, известных как однокомпонентная плазма или однородный электронный газ, в условиях, аналогичных условиям будущих термоядерных устройств с использованием исключительно статистических характеристик названных систем.

## 2 МЕТОД МОМЕНТОВ В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ

Метод моментов занимает особое место среди множества теоретических методов, посвященных изучению систем с кулоновским взаимодействием между частицами. Его суть заключается в том, что функция линейного отклика системы параметризуется как дробно-линейное преобразование функции-параметра Неванлинны с определенными математическими свойствами. Коэффициенты преобразования представляют собой ортогональные многочлены, вычисленные по первым сходящимся моментам мнимой части функции отклика. Моменты могут быть рассчитаны независимо, в рамках теории Кубо. Такой самосогласованный подход позволяет реконструировать динамические характеристики физической системы. В данной работе мы еще больше упростили методы расчета и показали, что все вычисления не требуют очень высокой численной точности в знании статических характеристик системы.

### 2.1 Метод моментов. Математическое введение

Математическая основа и цель метода моментов [158] в восстановлении плотности распределения  $\sigma(x)$  (такой как, например, функция потерь), которая является строго положительной непрерывной функцией на вещественной оси  $R$  так что

$$\frac{d\sigma(x)}{dx} > 0; \quad (2.1.1)$$

моменты такой функции распределения должны быть заранее известны и рассчитаны как:

$$\mu_r = \int_{-\infty}^{\infty} x^r d\sigma(x), \quad r = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.1.2)$$

Если такая функция симметрична, все нечетные моменты времени аннулируются. Эта проблема известна как «классическая проблема моментов Гамбургера». Необходимое и достаточное условие существования такой функции состоит в том, чтобы последовательность моментов  $\{\mu_r\}_{r=0}^{\infty}$  должна быть такой, чтобы все определители Ганкеля были положительными:

$$\Delta_r = \det \begin{bmatrix} \mu_0 & \cdots & \mu_r \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mu_r & \cdots & \mu_{2r} \end{bmatrix}. \quad (2.1.3)$$

Если это условие выполнено, то существует функция  $\varphi(z) \in R$ , аналитическая на верхней комплексной полуплоскости и непрерывная на вещественной прямой, такая, что:

$$\varphi(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\sigma(x)}{x-z}, \quad \text{Im } z > 0. \quad (2.1.4)$$

Решение проблемы Гамбургера обеспечивается теоремой или алгоритмом Неванлинны [158], в котором утверждается, что из положительной последовательности чисел  $\{\mu_r\}_{r=0}^{\infty}$  можно получить последовательность многочленов  $\{D_n(t)\}_{n=0}^{\infty}$  с помощью конструктивного процесса Грамма-Шмидта, удовлетворяющего следующим свойствам:

1.  $D_n(t)$ - многочлен степени  $n$ , коэффициент члена высшей степени которого положителен.
2. Являются многочленами, ортонормированными с весом  $d\sigma(x)/dx$ :

$$\int_{-\infty}^{\infty} D_n(x)D_m(x)d\sigma(x) = \delta_{nm}, \quad (2.1.5)$$

где  $\delta_{nm}$  – дельта функции Кронекера. Сопряженные многочлены для  $D_n(z)$  :

$$E_n(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{D_n(z) - D_n(x)}{z-x} d\sigma(x). \quad (2.1.6)$$

Важно, что как ортогональные многочлены  $D_n(z)$ , так и их сопряжённые  $E_n(z)$  не зависят от функции распределения и определяются лишь ее моментами. Существенно, что (неканонические) решения задачи Гамбурга могут быть параметризованы с помощью формулы Неванлинны:

$$\varphi(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\sigma(x)}{x-z} = -\frac{E_{n+1}(z) + Q_n(x,z)E_n(z)}{D_{n+1}(z) + Q_n(x,z)D_n(z)}, \quad \text{Im } z > 0, n = 0,1,2 \dots \quad (2.1.7)$$

В соответствии с теоремой Неванлинны, это построение является взаимно однозначным дробно-линейным преобразованием между всеми функциями распределения  $\sigma(x)$ , моменты которых известны, и всеми аналитическими функциями  $Q_n(z)$ , аналитическими в верхней полуплоскости, непрерывными на вещественной оси и такой, что вдоль любого луча в верхней полуплоскости комплексной переменной  $z$

$$\frac{Q(z)}{z} \rightarrow 0. \quad (2.1.8)$$

Это условие гарантирует автоматическое выполнение моментных условий. Сложность заключается в том, что  $Q_n(z)$  — это функции, которые изначально не известны и не имеют физического смысла, поэтому их

необходимо вычислять нематематическим способом, на основе дополнительных физических соображений.

## 2.2 Восстановление обратной диэлектрической функции

Метод моментов позволяет выразить динамические свойства системы (зависящие от частоты) через её статические свойства (не зависящие от частоты). Физические характеристики системы учитываются с помощью правил сумм [159]. Реакция системы на изменение внешнего электрического поля описывается обратной диэлектрической функцией  $\varepsilon^{-1}(k, \omega)$ . Это сложная функция, действительная часть которой описывает энергию, обмениваемую между внешним и внутренним электрическими полями, а мнимая часть соответствует энергии, потерянной в процессе. Из правил сумм можно узнать моменты функции потерь, определяемой как:

$$L(k, \omega) = -\frac{\text{Im}\varepsilon^{-1}(k, \omega)}{\omega}. \quad (2.2.1)$$

В настоящей работе она является не чем иным, как плотностью функции распределения, которое мы изучаем:

$$L(k, \omega)d\omega = d\sigma(\omega). \quad (2.2.2)$$

Моменты функции потерь рассчитываются путем применения (2.1.2) следующим образом:

$$C_v(k) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^v L(k, \omega) d\omega, \quad v = 0, 2, 4. \quad (2.2.3)$$

Функция потерь, будучи аналитической функцией, ограниченной в верхней комплексной плоскости, может быть построена с помощью интеграла Коши. На вещественной оси для комплексного числа  $z$  с положительной мнимой частью можем определить:

$$L(k, \omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L(k, \omega) d\omega}{\pi(z - \omega)} d\omega, \quad z = \omega + i0^+. \quad (2.2.4)$$

Если внести некоторые математические изменения в (2.2.4):

$$\frac{-1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L(k, \omega) d\omega}{(z - \omega)} d\omega = \frac{-1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L(k, \omega)}{z(1 - \frac{\omega}{z})} d\omega = \frac{-1}{\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L(k, \omega)}{(1 - \frac{\omega}{z})} d\omega. \quad (2.2.5)$$



Асимптотическое разложение функции потерь системы в верхней полуплоскости  $Im z > 0$  с учётом её непрерывности на вещественной оси  $\omega$  может быть получено непосредственно из (2.2.4), полагая что:

$$\frac{1}{(1 - \frac{\omega}{z})} = 1 + \frac{\omega}{z} + (\frac{\omega}{z})^2 + (\frac{\omega}{z})^3 + \dots, \quad (2.2.6)$$

что приводит к следующей асимптотической форме функции потерь, однозначно определяемой моментами (2.2.3):

$$L(k, z \rightarrow \infty) \cong -\frac{C_0(k)}{z} - \frac{C_2(k)}{z^3} - \frac{C_4(k)}{z^4} - o\left(\frac{1}{z^5}\right). \quad (2.2.7)$$

Нечетные моменты обращаются в нуль вследствие чётности функции потерь  $L(k, \omega)$ . В 1961 году советские ученые В. И. Перель и Г. М. Элиашберг [160] строго доказали, что четные моменты порядка больше четырёх для двухкомпонентной плазмы расходятся, тогда как в однокомпонентной плазме существуют четные моменты больше четвертого порядка. Но мы покажем, что знание значений первых пяти моментов позволяет достаточно точно охарактеризовать динамические свойства однокомпонентной плазмы. В частности, мы покажем, как можно восстановить обратную диэлектрическую функцию только по трем сходящимся моментам:  $C_0(k)$ ,  $C_2(k)$ ,  $C_4(k)$ . Значения этих моментов соответствуют правилам сумм.

Соотношения Крамерса - Кронига позволяют связать действительную и мнимую части причинных функций, например, обратной диэлектрической функции:

$$Re \varepsilon^{-1}(\omega, k) = 1 + \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Im \varepsilon^{-1}(\omega', k)}{\omega' - \omega} d\omega'. \quad (2.2.8)$$

$$Im \varepsilon^{-1}(\omega, k) = -\frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Re \varepsilon^{-1}(\omega', k) - 1}{\omega' - \omega} d\omega'. \quad (2.2.9)$$

Здесь символ  $P.V.$  означает интеграл в смысле главного значения.

Таким образом:

$$\varepsilon^{-1}(\omega, k) = 1 + \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Im \varepsilon^{-1}(\omega', k)}{\omega' - \omega} d\omega' + i Im \varepsilon^{-1}(\omega, k). \quad (2.2.10)$$

Если мы воспользуемся в (2.2.10) переменной  $z = \omega + i0^+$ , останется следующее выражение:

$$\varepsilon^{-1}(\omega, k) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im} \varepsilon^{-1}(\omega', k)}{\omega' - z} d\omega', \quad (2.2.11)$$

и чтобы иметь возможность работать с безразмерными числами, в (2.2.11) можем выполнить изменение переменной волнового числа на  $q = k\alpha$ :

$$\begin{aligned} \varepsilon^{-1}(q, z) &= 1 + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im} \varepsilon^{-1}(q, \omega)}{\omega - z} d\omega = \\ &= 1 - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L(q, \omega)}{\omega - z} d\omega. \end{aligned} \quad (2.2.12)$$

После несложных математических преобразований получаем:

$$\varepsilon^{-1}(q, z) = 1 - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} L(q, \omega) d\omega - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{zL(q, \omega)}{\omega - z} d\omega. \quad (2.2.13)$$

По определению, согласно (2.2.3) нулевой момент вычисляется как:

$$C_0(k) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} L(k, \omega) d\omega. \quad (2.2.14)$$

Объединяя (2.2.13) и (2.2.14):

$$\varepsilon^{-1}(q, z) = 1 - C_0(q) - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega L(q, \omega)}{\omega - z} d\omega. \quad (2.2.15)$$

Применяя теорему Неванлинны (2.1.7), имеем:

$$\varepsilon^{-1}(q, z) = 1 - C_0(q) + z \frac{E_3(z) + Q(k, z)E_2(z)}{D_3(z) + Q(k, z)D_2(z)}. \quad (2.2.16)$$

Многочлены получены с помощью процесса ортонормирования Грамма-Шмидта. Векторное пространство многочленов имеет канонический базис:

$$B = \{1, t, t^2, t^3, \dots\}$$

Но такой базис не является ортогональным, то есть скалярное произведение между его функциями отличается от 0. Для того, чтобы получить ортогональные многочлены с весом, совпадающим с функцией

потерь, необходимо исходить из  $D_0 = 1$ , тогда и остальные многочлены можно построить как (2.1.5):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} D_n(x; q) D_m(x; q) L(q, x) d(z) = \delta_{nm}$$

Сопряженные многочлены определяются как (2.1.6):

$$E_j(x; q) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{D_j(\omega; q) - D_j(x; q)}{\omega - x} L(q, \omega) d\omega$$

после математических расчетов приходим к следующим полиномам  $E_n$  и  $D_n$  :

$$\begin{aligned} D_0(x; q) &= 1, D_1(x; q) = x, D_2(x; q) = x^2 - \omega_1^2(q), \\ D_3(x; q) &= x[x^2 - \omega_2^2(q)], \dots, \\ E_0(x; q) &= 0, E_1(x; q) = C_0(q), E_2(x; q) = C_0(q)x, \\ E_3(x; q) &= C_0(q)\{x^2 - [\omega_2^2(q) - \omega_1^2(q)]\}, \dots \end{aligned} \quad (2.2.17)$$

Здесь мы также ввели характеристические частоты системы, определяемые через моменты:

$$\omega_1^2(q) = \frac{C_2(q)}{C_0(q)}, \omega_2^2(q) = \frac{C_4(q)}{C_2(q)}. \quad (2.2.18)$$

Подставляя (2.2.17) в (2.2.16) получим:

$$\varepsilon^{-1}(q, z) = 1 + C_0(q) \frac{z\omega_1^2(q) + Q(k, z)\omega_1^2(q)}{[z^3 - z\omega_2^2(q)] + Q(k, z)[z^2 - \omega_1^2(q)]}. \quad (2.2.19)$$

Из определения для  $\omega_1^2(q)$  нулевой момент можно представить в виде:

$$C_0(q) = \frac{C_2(q)}{\omega_1^2(q)} = \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2(q)}, \quad (2.2.20)$$

и в (2.2.19) сделать замену  $C_0(q)$ :

$$\begin{aligned} \varepsilon^{-1}(q, z) &= 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2(q)} \frac{\omega_1^2(q)(z + Q(q, z))}{[z^3 - z\omega_2^2(q)] + Q(q, z)[z^2 - \omega_1^2(q)]} = \\ &= 1 + \frac{\omega_p^2(q)(z + Q(q, z))}{z[z^2 - \omega_2^2(q)] + Q(q, z)[z^2 - \omega_1^2(q)]}. \end{aligned} \quad (2.2.21)$$

Проецируя на вещественную ось:  $z = \omega$ :

$$\varepsilon^{-1}(q, \omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(q)(\omega + Q(q, \omega))}{\omega[\omega^2 - \omega_2^2(q)] + Q(q, \omega)[\omega^2 - \omega_1^2(q)]}. \quad (2.2.22)$$

### 2.3 Функция-параметр Неванлинны

Не существует прямого феноменологического метода для определения функции параметра Неванлинны. Проще всего смоделировать ФПН по его статическому значению, как это было сделано в [161]:

$$Q(k, z) = Q(k, 0) = ih(k), \quad h(k) > 0. \quad (2.3.1)$$

Функция  $Q(k, z)$  должна дополнительно удовлетворять предельному условию:

$$\frac{Q(k, z)}{z} \quad z \uparrow \infty \rightarrow 0, \quad \text{Im}z > 0. \quad (2.3.2)$$

Мнимая часть обратной диэлектрической функции тогда имеет следующий вид:

$$\text{Im}\varepsilon^{-1}(q, \omega) = \frac{h(q)\omega\omega_p^2(q)(\omega_1^2(q) - \omega_2^2(q))}{\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2(q))^2 + h^2(q)(\omega^2 - \omega_1^2(q))^2}. \quad (2.3.3)$$

Имея в виду (2.3.3), выражение (2.2.1) можно представить в виде:

$$L(q, \omega) = -\frac{h(q)\omega_p^2(q)(\omega_1^2(q) - \omega_2^2(q))}{\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2(q))^2 + h^2(q)(\omega^2 - \omega_1^2(q))^2}. \quad (2.3.4)$$

Функция потерь  $L(q, \omega)$  является четной функцией частоты, поэтому с математической точки зрения эта ситуация соответствует так называемому тесту третьей производной: первые три производные функции потерь должны исчезать при  $\omega = 0$ , а значение четвертой определяет природу экстремума; у нас есть минимум, если он положительный, и наоборот. Поэтому мы можем описать отсутствие пика на нулевой частоте (рэлеевского пика), что наблюдается в данных численного моделирования [162], если мы обяжем вторую производную от  $L(q, \omega)$  относительно  $\omega$ , обращаться в нуль при  $\omega=0$ :

$$\left. \frac{d^2L(q, \omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=0} = 0. \quad (2.3.5)$$

Те же результаты могут быть получены, если мы заметим, что функция потерь, как четная функция частоты, эффективно зависит только от переменной  $x = \omega^2$ , и изучим экстремумы функции  $L(q, x)$ , чтобы мы могли использовать условие внутреннего экстремума традиционного формата для ее первой производной:

$$\left. \frac{dL(q, x)}{dx} \right|_{x=0} = 0. \quad (2.3.6)$$

Условие (2.3.5) или (2.3.6) было обосновано численно в [163]. Приближение (2.3.5) преобразует (2.3.4) в

$$L(q, \omega)|_{q=ih} = \frac{\omega_p^2 [\omega_2^2(q) - \omega_1^2(q)] h(q)}{\omega^2 [\omega^2 - \omega_2^2(q)]^2 + h^2(q) [\omega^2 - \omega_1^2(q)]^2}. \quad (2.3.7)$$

Разложение этого выражения:

$$\begin{aligned} L(q, \omega \rightarrow 0)|_{q=ih} &\cong \frac{\omega_p^2 (\omega_2^2(q) - \omega_1^2(q))}{h \omega_1^4(q)} \\ &+ \frac{\omega_p^2 (\omega_2^2(q) - \omega_1^2(q))}{h^3 \omega_1^8(q)} \omega^2 (\omega_2^2(q) - 2h^2 \omega_1^2(q)) \\ &+ \frac{\omega_p^2 (\omega_2^2(q) - \omega_1^2(q))}{h^5 \omega_1^{12}(q)} \omega^4 (3h^4 \omega_2^4(q) + 2h^2 \omega_1^4(q) \omega_2^2(q) \\ &\quad - 4h^2 \omega_1^2(q) \omega_2^4(q) + \omega_2^8(q)) + O(\omega^6), \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

подразумевает, что функция потерь обладает широким плоским экстремумом и не имеет рэлеевского пика при  $\omega=0$ , если

$$h(q) = h_0(q) = \frac{\omega_2^2(q)}{\sqrt{2} \omega_1(q)}. \quad (2.3.9)$$

Этот результат окончательно превращает классический метод моментов в его самосогласованную версию. На всех графиках мы будем использовать безразмерное волновое число  $q = ka$ .

### 3 ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОМЕНТОВ К ИССЛЕДОВАНИЮ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СИЛЬНО СВЯЗАННОЙ ПЛАЗМЫ.

#### 3.1 Флуктуационно-диссипативная теорема

Как утверждает флуктуационно-диссипативная теорема [163], функция потерь системы связана с динамическим структурным фактором следующего соотношения:

$$-Im\varepsilon^{-1}(q, \omega) = \omega L(k, \omega) = \frac{\pi\Phi(q)(1 - e^{-\beta\omega\hbar})S(q, \omega)}{\hbar}, \quad (3.1.1)$$

где  $\Phi(q)$  соответствует кулоновскому потенциалу:

$$\Phi(q) = \frac{4\pi e^2 a^2}{q^2}. \quad (3.1.2)$$

Приведенное выше уравнение также может быть применено к классической системе, если  $\hbar \rightarrow 0$ :

$$-Im\varepsilon^{-1}(q, \omega) = \omega L(q, \omega) = \pi\omega\beta\Phi(q)S(q, \omega), \quad (3.1.3)$$

так что в классическом приближении

$$S(q, \omega) = \frac{L(q, \omega)}{\pi\beta\Phi(q)}. \quad (3.1.4)$$

С учетом (2.4) выражение (3.1.4) примет следующий вид:

$$S(q, \omega) = \frac{q^2 n}{3\pi\Gamma} \left( \frac{h(q)\omega_p^2(\omega_2^2(q) - \omega_1^2(q))}{\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2(q))^2 + h^2(q)(\omega^2 - \omega_1^2(q))^2} \right). \quad (3.1.5)$$

Здесь частотные моменты, входящие в  $\omega_2^2(q)$  и  $\omega_1^2(q)$ , можно получить, используя общую формулу (2.2.3). Момент  $C_0(q)$ , как было отмечено выше, связан со статической диэлектрической функцией системы, второй момент — это фактически правило  $f$ -сумм, он не зависит от взаимодействий в системе.

$$C_2(k) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 L(k, \omega) d\omega \equiv \omega_p^2. \quad (3.1.6)$$

Здесь  $\omega_p^2$  — это квадрат плазменной частоты. Полный четвертый момент содержит различные вклады:

$$C_4(k) = \omega_p^4 [1 + K(k) + U(k) + H]. \quad (3.1.7)$$

Первый вклад происходит от кинетического вклада в Гамильтониан системы. В классическом случае, он совпадает с известной поправкой Власова в законе дисперсии:

$$K(k) = 3 \frac{k^2}{k_D^2}, \quad (3.1.8)$$

здесь  $k_D^2 = 4\pi n e^2 \beta$  есть квадрат волнового числа Дебая. Здесь мы имеем только вклад от электронной подсистемы, из-за большой асимметрии между массами электронов и ионов. Тем не менее, при квантовом характере некоторых систем, было бы интересно оценить количественно, как вырождение затронет закон дисперсии и динамический структурный фактор системы с учетом этого кинетического вклада. В квантово-механическом случае, вклад представляется в виде:

$$K(k) = \frac{k^2 \langle v_e^2 \rangle}{\omega_p^2} + \left(\frac{\hbar}{2m}\right)^2 \frac{k^4}{\omega_p^2}, \quad (3.1.9)$$

здесь  $\langle v_e^2 \rangle = 3F_{3/2}(\eta)/m\beta D^{3/2}$  обозначает среднеквадратичное значение скорости электрона, которое может быть выражено интегралом Ферми  $F_\mu(\eta) = \int_0^\infty \frac{t^\mu}{\exp(t-\eta)+1} dt$  - интеграл Ферми порядка  $\mu$ ,  $\eta$ -безразмерный химический потенциал электронной подсистемы, который должен определяться условием нормализации  $F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{3} D^{3/2}$ ;  $D = T_F/T$ , а  $T_F$  - это температура Ферми системы. Первый вклад - это власовская поправка в законе дисперсии, а второй вклад связан с квантовым одночастичным движением на коротких расстояниях (большое  $k$ ).

Третий вклады  $U(k)$  и четвертый  $H$  в (3.1.7) могут быть написаны в следующем виде:

$$U(k) = \frac{1}{2\pi^2 n} \int_0^\infty p^2 (S_{ee}(p) - 1) f(p, k) dp, \quad (3.1.10)$$

$$H = \frac{1}{6\pi^2 n} \int_0^\infty p^2 S_{ei}(p) dp. \quad (3.1.11)$$

с учетом равенства (угловой фактор)

$$f(p, k) = \frac{2}{12} - \frac{p^2}{4k^2} + \frac{(k^2 - p^2)^2}{8pk^3} \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right|.$$

В (3.1.10) и (3.1.11)  $S(p)$ - статический структурный фактор, который может быть определен непосредственно из решения уравнения Орнштейна-Цернике

в гиперцепном приближении [164], простым аналитическим выражением, который соответствует форме прямой корреляционной функции [165] и методом, который основан на подгонке предварительно рассчитанных данных [166]. Следует обратить внимание, что вклад  $H$  не зависит от волнового вектора, он определяет связь электронной подсистемы с ионами и в ОКП он отсутствует. Ниже на рисунках 1-3 представлены графики статических структурных факторов при разных значениях параметра связи  $\Gamma = 10, 60, 140$ , где зеленые линии соответствуют результатам HNC [164], синие линии соответствуют интерполяционному формализму [165], оранжевые линии-модифицированный HNC [166] в сравнении с данными моделирования [167] (кружки).

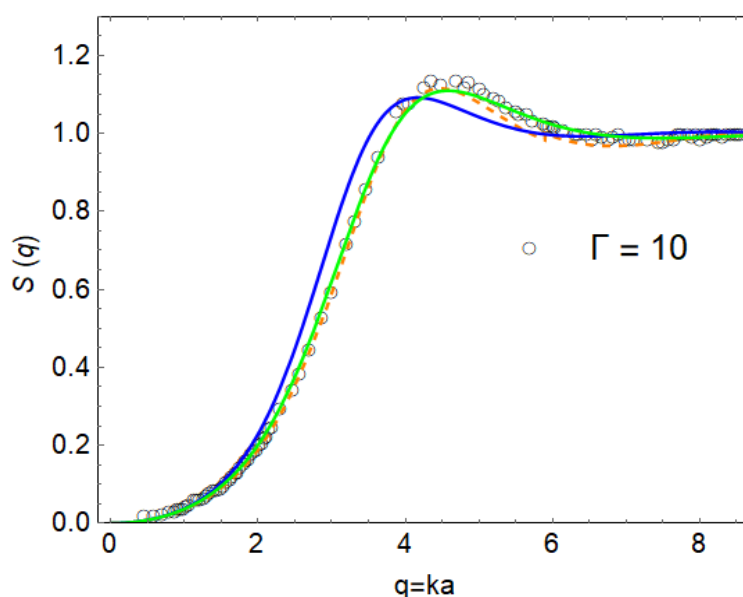


Рисунок 1 – Графики статических структурных факторов при  $\Gamma = 10$ .



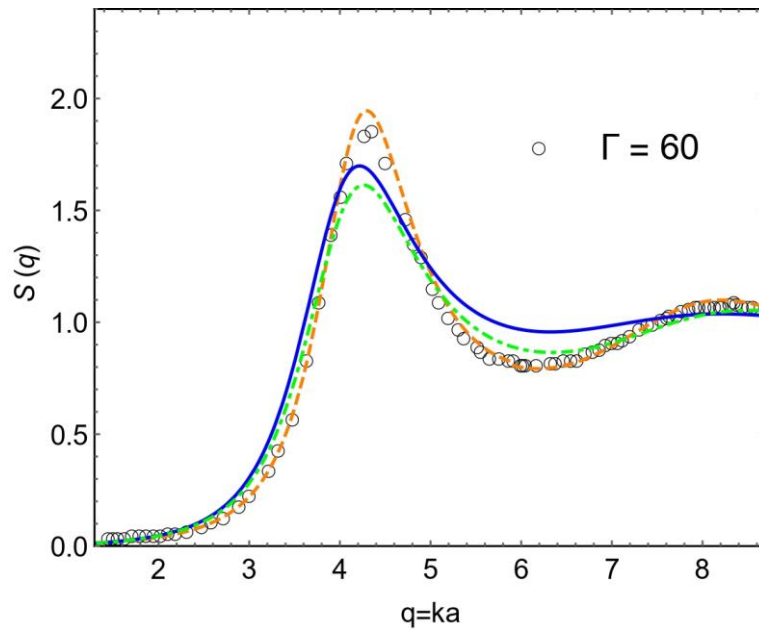


Рисунок 2 – Графики статических структурных факторов при  $\Gamma = 60$ .

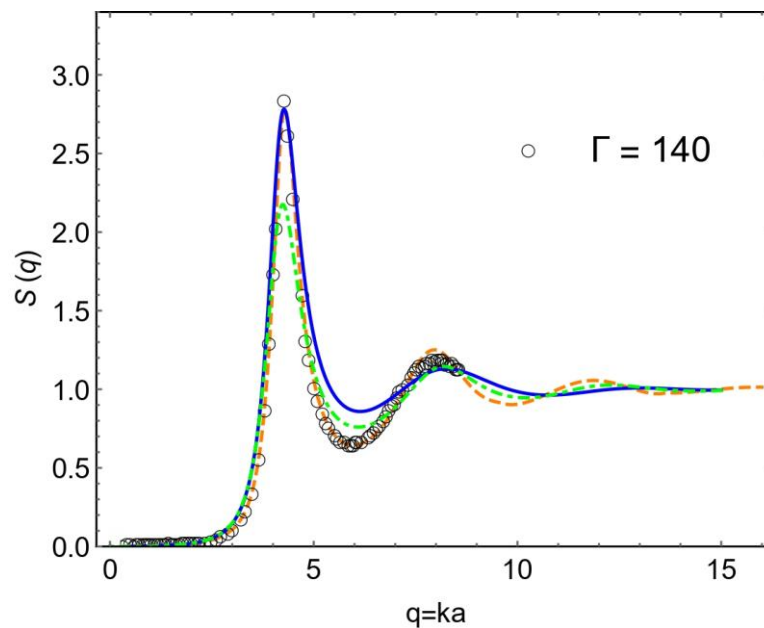


Рисунок 3 – Графики статических структурных факторов при  $\Gamma = 140$ .

Таким образом, в ходе исследования было показано, что графики ССФ в приближении [165], с увеличением параметра связи  $\Gamma$ , количественно и качественно приближаются к данным моделирования. Это, видимо, указывает на границы применимости данной модели ССФ. В рамках настоящей диссертации показана устойчивость метода моментов к модификациям внешних статических данных. Эти результаты были опубликованы в работе [49].

## 3.2 Вычисление динамического структурного фактора

Описание динамических свойств кулоновских систем с преобладанием столкновений является актуальной задачей современной статистической физики плазмы. Кулоновские системы, о которых мы говорим, представляют собой сильно связанную плазму и, в частности, разогретую плотную материю, где температура и плотность изменяются в широких пределах, но таким образом, что характерные длины, такие как радиусы Дебая и Вигнера-Зейтца, длина волны де-Бройля и длина Ландау составляют около  $1 \text{ \AA}$ . В таких условиях тепловые, кулоновские и квантовые эффекты конкурируют друг с другом и препятствуют построению теории, способной включить все эти эффекты в описание статических, кинетических и динамических свойств указанных выше систем. В данном разделе будут представлены результаты расчетов динамических структурных факторов однокомпонентной модели сильно связанной плазмы. ОКП состоит из системы идентичных электрически заряженных точечных частиц, взаимодействующих исключительно посредством кулоновского потенциала и погруженных в жесткий не поляризуемый однородный фон с противоположным зарядом для обеспечения общей нейтральности плазмы (например, вырожденная электронная жидкость, содержащая положительные ионы).

Ниже на рисунках 4-10 представлены графики динамических структурных факторов, нормированных на их максимальные значения в системе ОКП, с использованием различных данных ССФ (зеленые линии - [164], синие линии - [165], оранжевые линии - [166]) в сравнении с данными [53,168]. При построении графиков было использовано безразмерное волновое число  $q = ka$ . Безусловно, точность данных статических структурных факторов влияет на уровень количественного соответствия результатов диссертационной работы с данным моделирования ДСФ. Здесь проводится анализ влияния на результаты динамических структурных факторов трех различных подходов к расчету плазменных статических структурных факторов.

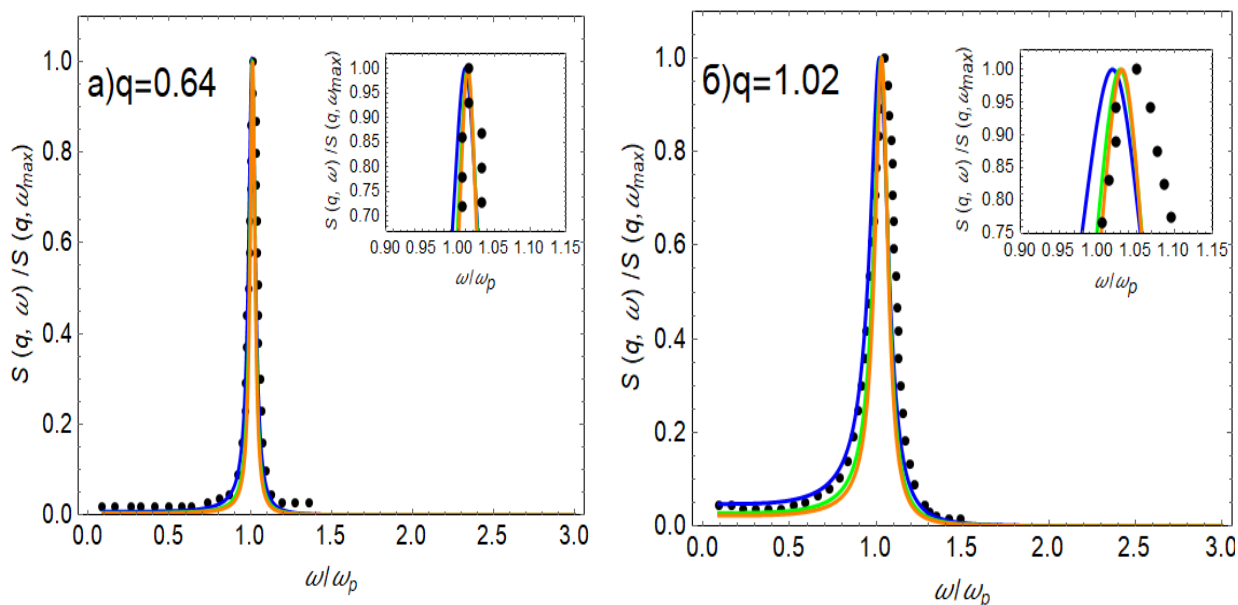


Рисунок 4 – Графики динамических структурных факторов при  $\Gamma = 5$ , полученные с использованием различных данных ССФ в сравнении с данными моделирования [53] (кружки).

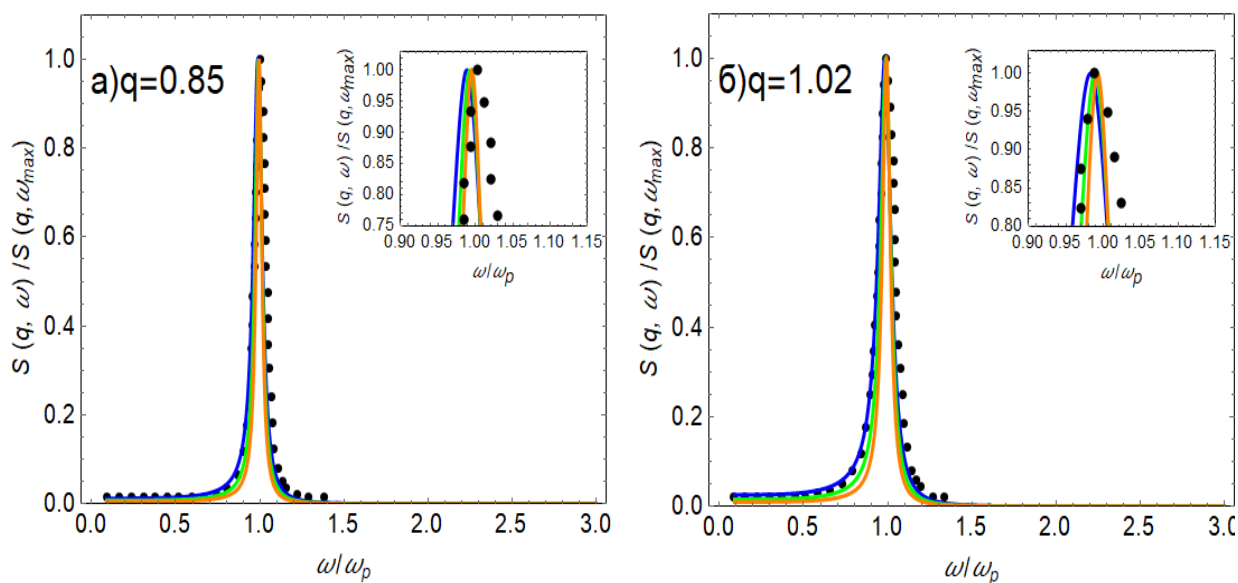


Рисунок 5 – Графики динамических структурных факторов при  $\Gamma = 10$ , полученные с использованием различных данных ССФ в сравнении с данными моделирования [53] (кружки).

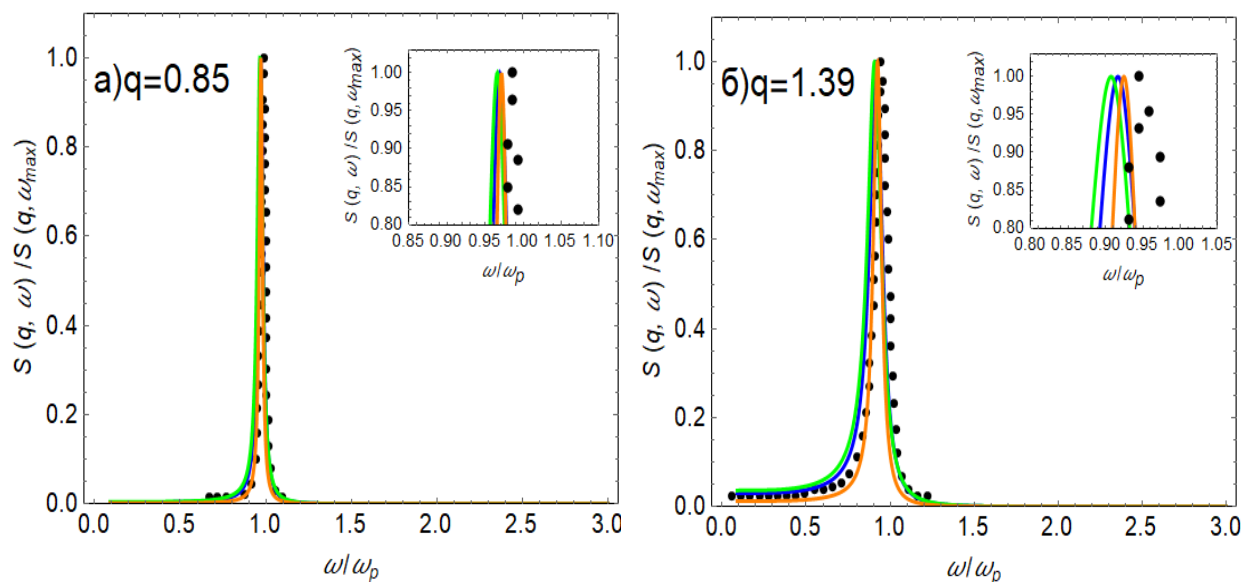


Рисунок 6— Графики динамических структурных факторов при  $\Gamma = 50$ , полученные с использованием различных данных ССФ в сравнении с данными моделирования [53] (кружки).

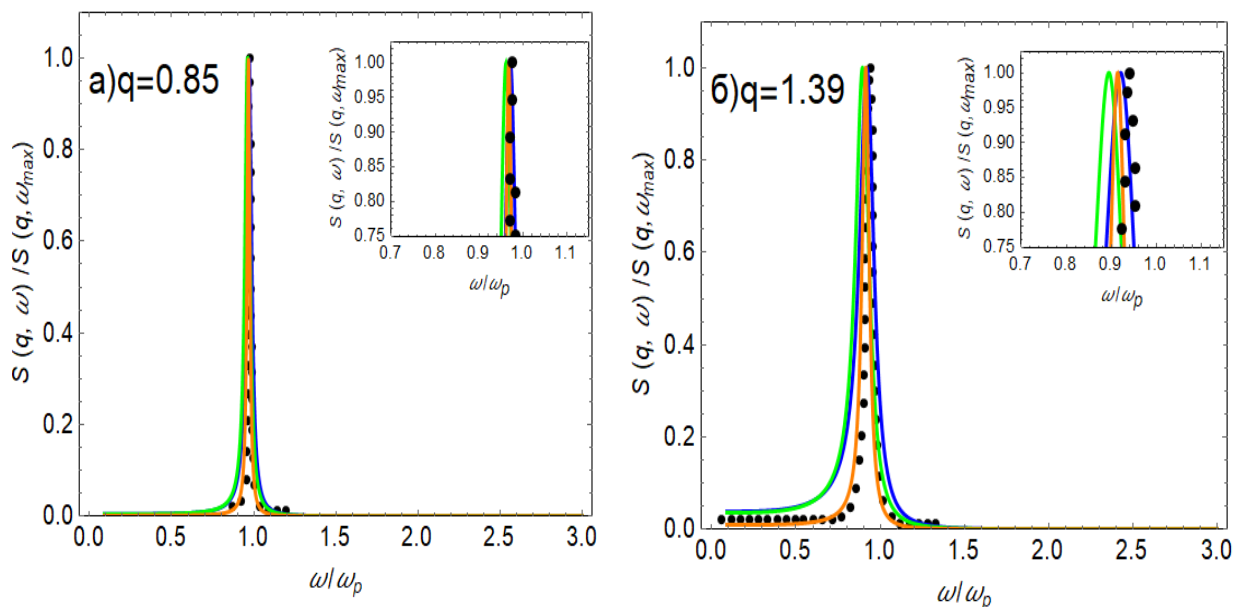


Рисунок 7— Графики динамических структурных факторов при  $\Gamma = 120$ , полученные с использованием различных данных ССФ в сравнении с данными моделирования [53] (кружки).

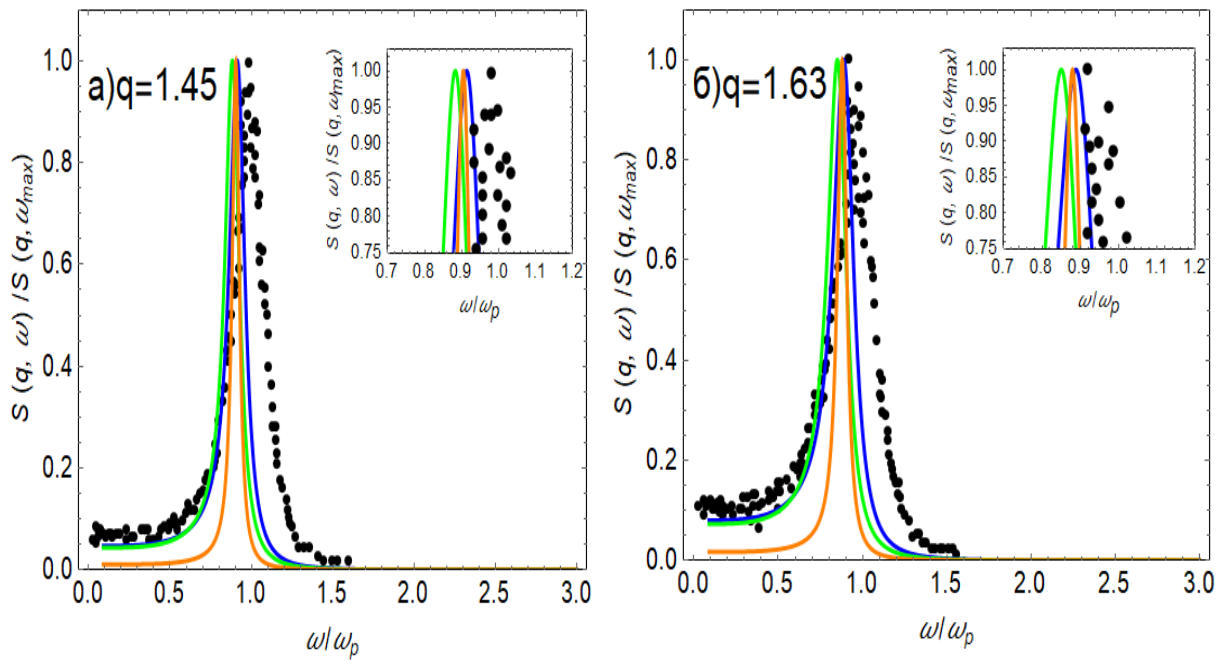


Рисунок 8 – Графики динамических структурных факторов при  $\Gamma = 150$ , полученные с использованием различных данных ССФ в сравнении с данными моделирования [168] (кружки).

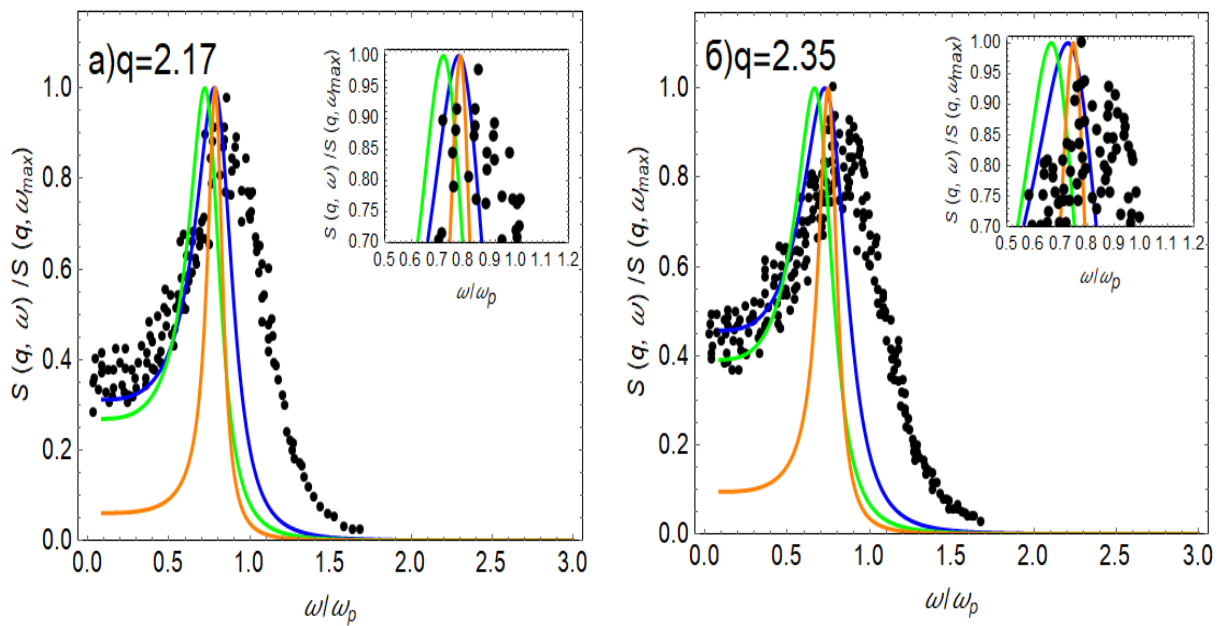


Рисунок 9 – Графики динамических структурных факторов при  $\Gamma = 150$ , полученные с использованием различных данных ССФ в сравнении с данными моделирования [168] (кружки).

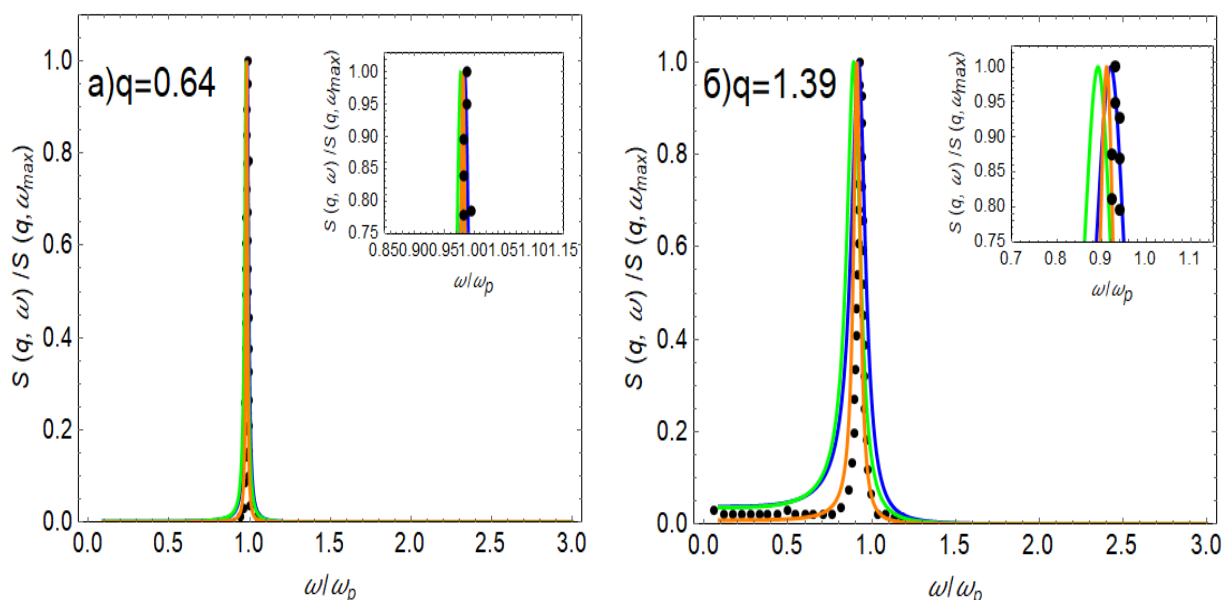


Рисунок 10– Графики динамических структурных факторов при  $\Gamma = 160$ , полученные с использованием различных данных ССФ в сравнении с данными моделирования [53] (кружки).

Как видно из рисунков 4-10, для описания коллективных процессов в квазиклассической однокомпонентной плазме в широком диапазоне изменения параметра  $\Gamma$ , для быстроты дальнейших расчетов, достаточно использовать данные интерполяции [165] результатов численного моделирования статических структурных факторов. При этом оказалось, что квантовые эффекты вырождения или обменные не проявляются в данных моделирования и не влияют на полученные результаты.

Ниже на рисунках 11-13 представлены результаты расчетов ДСФ в электронном газе при различных параметрах  $\Gamma$  и  $\theta$ , в сравнении с данными численных экспериментов [60]. Чтобы обработать квантовый электронный газ с помощью квазиклассического моделирования, авторы [60] использовали эффективные парные потенциалы, которые могут быть получены из квантовомеханической Слэторовской суммы. На коротких расстояниях эти потенциалы отличаются от чистого кулоновского потенциала и остаются конечными.

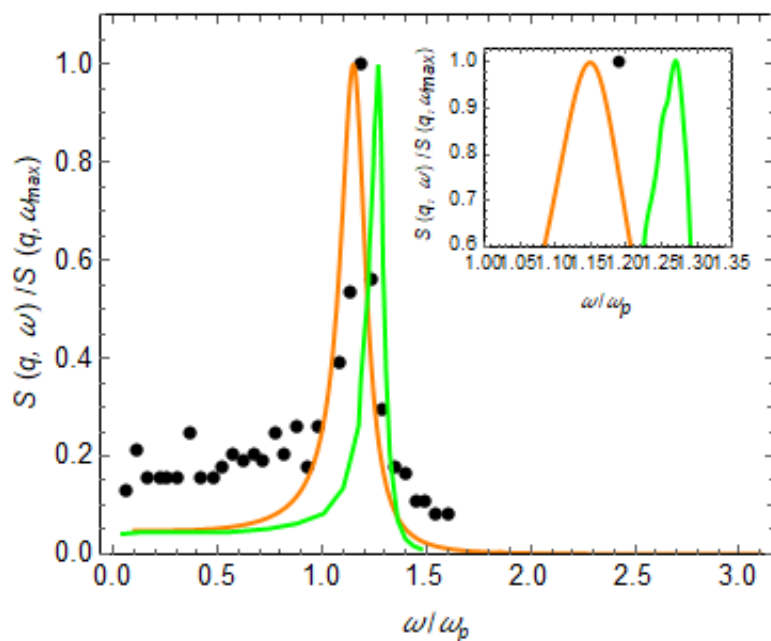


Рисунок 11– Графики ДСФ в ЭГ для  $q = 0.619$ , при  $\Gamma = 1$ ,  $\theta = 1$ . Оранжевые сплошные линии - результаты данной работы, зеленые сплошные линии - результаты ПХФ, точки – результаты численных экспериментов [60].

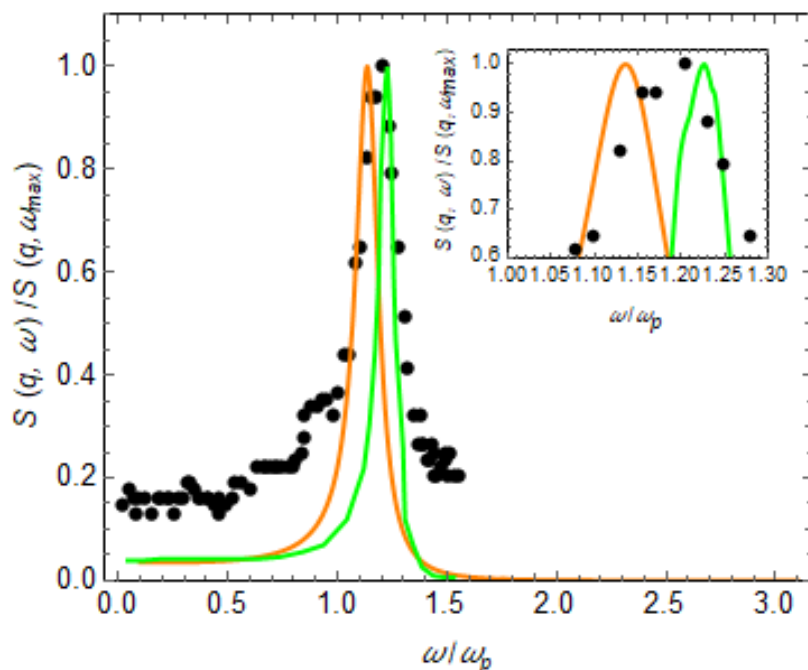


Рисунок 12– Графики ДСФ в ЭГ для  $q = 0.619$ , при  $\Gamma = 1$ ,  $\theta = 50$ . Оранжевые сплошные линии - результаты данной работы, зеленые сплошные линии - результаты ПХФ, точки – результаты численных экспериментов [60].

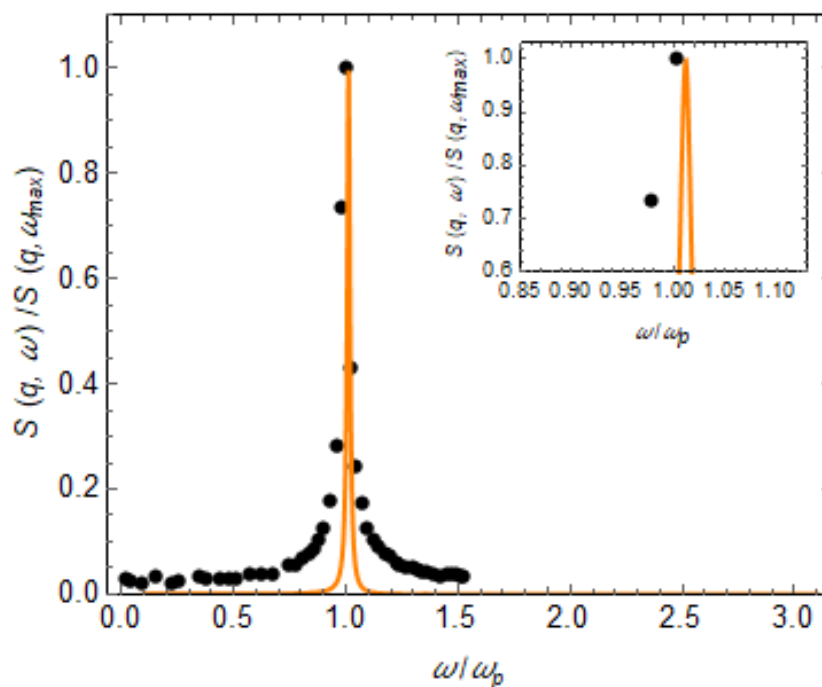


Рисунок 13 – Графики ДСФ в ЭГ для  $q = 0.619$ , при  $\Gamma = 100$ ,  $\theta = 50$ . Оранжевые сплошные линии - результаты данной работы, точки – результаты численных экспериментов [60].

Коллективное поведение электронного газа при слабой и умеренной связи может быть понято как колебания общего заряда в сфере Дебая, причем отдельные частицы в сфере движутся почти независимо. Это режим безстолкновительной плазмы, описанный ПХФ. С другой стороны, можно интерпретировать коллективное движение в режиме сильной связи как коллективные колебания, подобные происходящим в твердом теле, когда движение каждой из частиц связано с коллективными колебаниями. Изменение параметра неидеальности влечет за собой качественное изменение формы ДСФ, в отличие от изменения  $\theta$ . Видно, что в диапазоне от  $\theta = 50$  до  $\theta = 1$  есть лишь незначительное изменение на поведении ДСФ. Стоит отметить, что вышеуказанные особенности довольно хорошо воспроизводятся с помощью простого анализа с использованием правил сумм. Результаты, полученные в данном разделе, были опубликованы в работах [48-49]. Они указывают на возможность экстраполяции использованного классического подхода вплоть до температуры Ферми, когда параметр  $\theta$  заметно уменьшается. При  $\theta = 50$  квантово-статистические эффекты не проявляются так что наши результаты лучше согласуются с экспериментом.

### 3.3 Дисперсионное уравнение

В данном разделе будет показана возможность использования самосогласованного метода моментов для исследования распространения коллективных мод. Преимуществом этого подхода, в частности, является



возможность получения явного вида дисперсионного уравнения. Конкретно, его можно получить, приравняв нулю знаменатель обратной диэлектрической функции (2.2.22):

$$\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2(q)) + Q(q)(\omega^2 - \omega_1^2(q)) = 0, \quad (3.3.1)$$

или, если использовать статическую аппроксимацию для функции-параметра Неванлинны (2.3.9), получим:

$$\omega^2(\omega^2 - \omega_2^2(q)) + h_0(q)(\omega^2 - \omega_1^2(q)) = 0, \quad (3.3.2)$$

Комплексные нули дисперсионного уравнения (3.3.2), соответствующим двум смещенным пикам динамического структурного фактора можно получить на основе формул Кардано в виде:

$$\begin{aligned} \omega_{sh} &= w X(q) - w^2 Y(q) - \frac{ih_0(q)}{3} = \\ &= \omega(q) - i\delta(q), \\ \omega_{us} &= -w^2 X(q) - wY(q) - \frac{ih_0(q)}{3}, \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

Эти корни дают прямую информацию о диффузионной (несмещенной с индексом  $us$ ) и «правой» акустико-ротонной (смещенной с индексом  $sh$ ) модах системы. Здесь мы используем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} Z^3(q) &= \sqrt{-\left(\frac{\omega_2^2(q)}{3} - \frac{h_0^2(q)}{9}\right) - \left(\frac{h_0(q)W(q)}{2}\right)^2} \\ W(q) &= -\frac{\omega_2^2(q)}{3} + \omega_1^2(q) + \frac{2h_0^2(q)}{27} \\ X(q) &= \sqrt[3]{\frac{h_0(q)W(q)}{2i}} + Z^3(q) \\ Y(q) &= \sqrt[3]{\frac{h_0(q)W(q)}{2i}} - Z^3(q) \\ w &= e^{\frac{2\pi i}{3}}. \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

На рис. 14-16 показаны результаты для дисперсии  $\omega(q)$  и декремента затухания  $\delta(q)$  плазменных волн в классической ОКП в рамках самосогласованного метода моментов с данными ССФ, взятыми из интерполяционного

формализма [165] (синяя линия), найденного с использованием ССФ в ННС [164] (зеленая линия) и модифицированном ННС [166] (оранжевая линия), а также приближения и результаты, полученные с использованием уравнения (10) из работы [169] с параметром  $R$ , оцененным как  $R = 1,09545$  (черная линия) в сравнении с данными МД [53, 167].

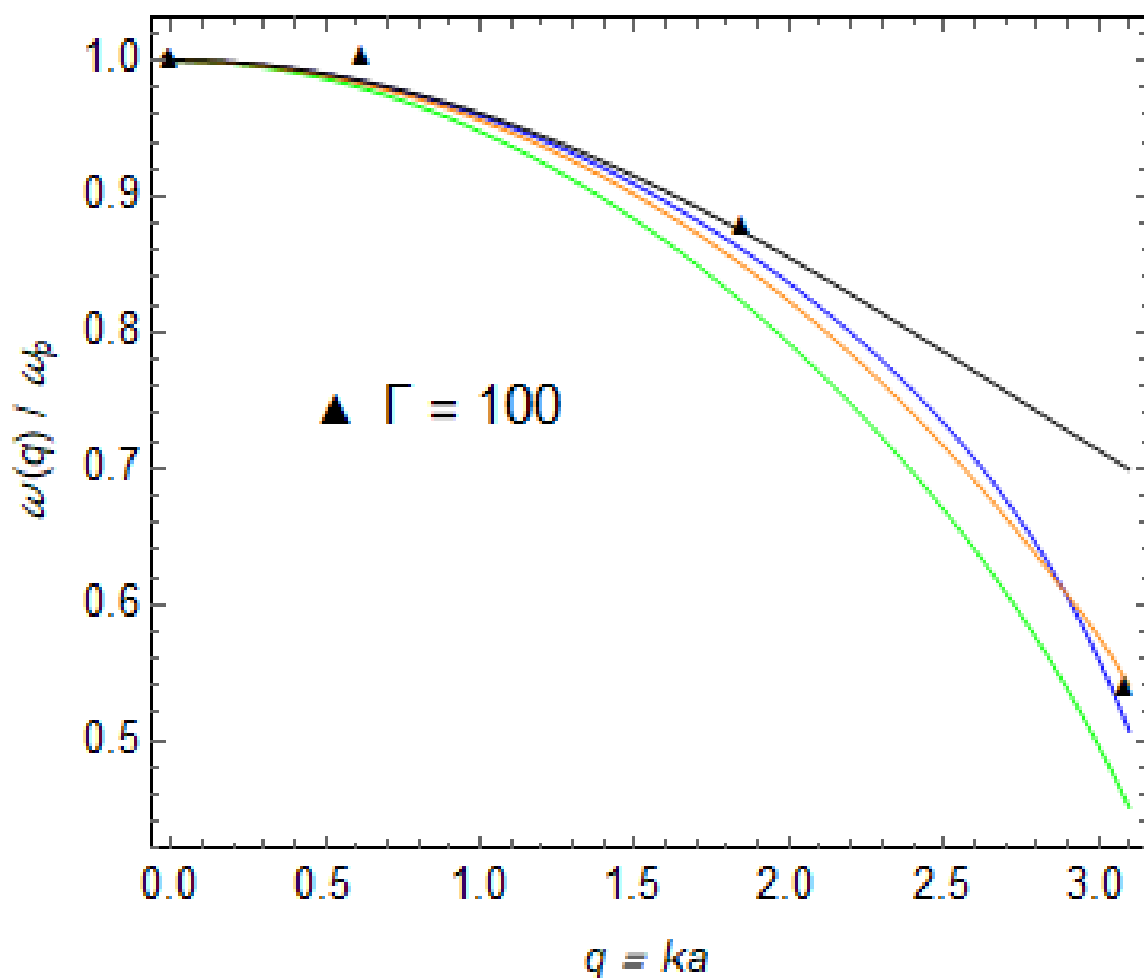


Рисунок 14—Дисперсия плазменных волн (3.3.2) в рамках самосогласованного метода моментов, в сравнении с данными моделирования, взятыми в качестве положений максимумов ДСФ [53] (треугольники).

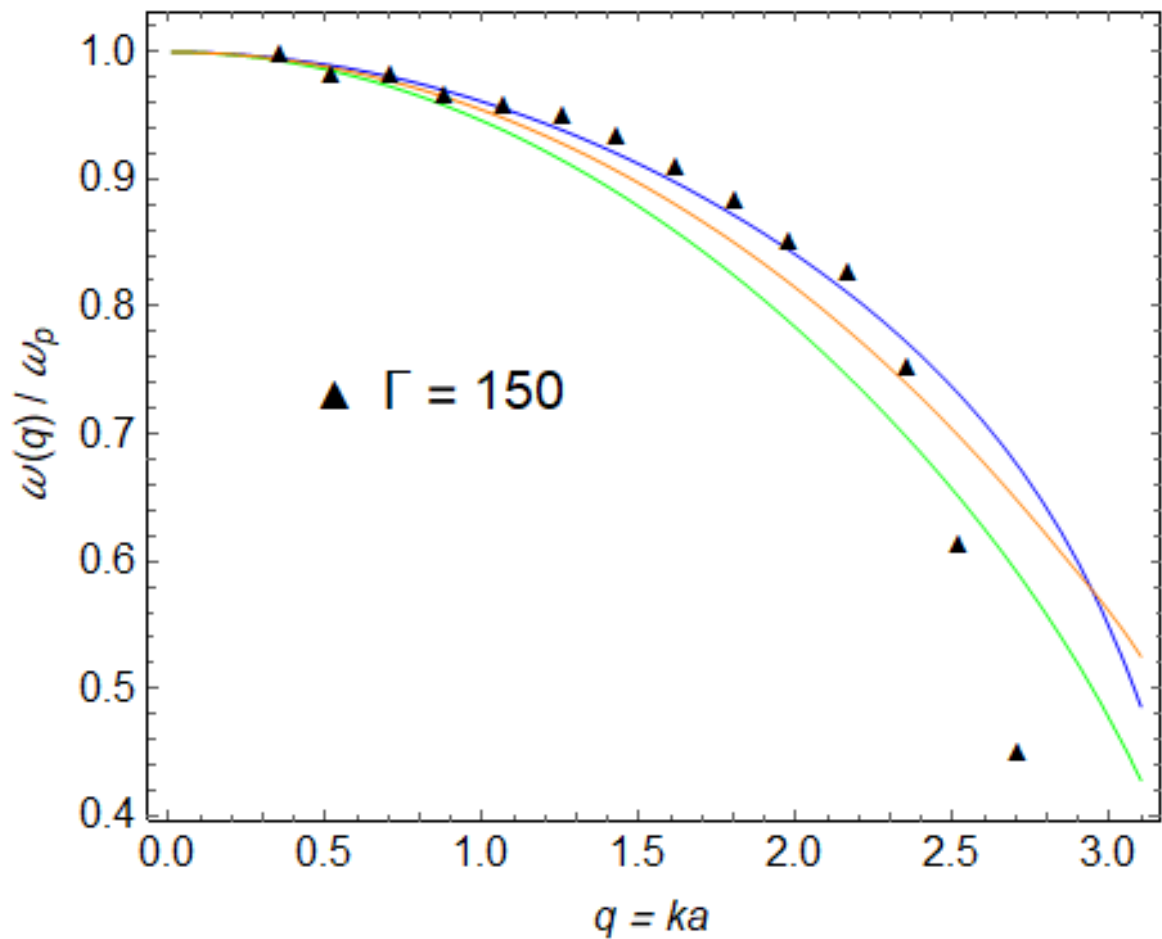


Рисунок 15—Дисперсия плазменных волн (3.3.2) в рамках самосогласованного метода моментов, в сравнении с данными моделирования, взятыми в качестве положений максимумов DSF [167] (треугольники).

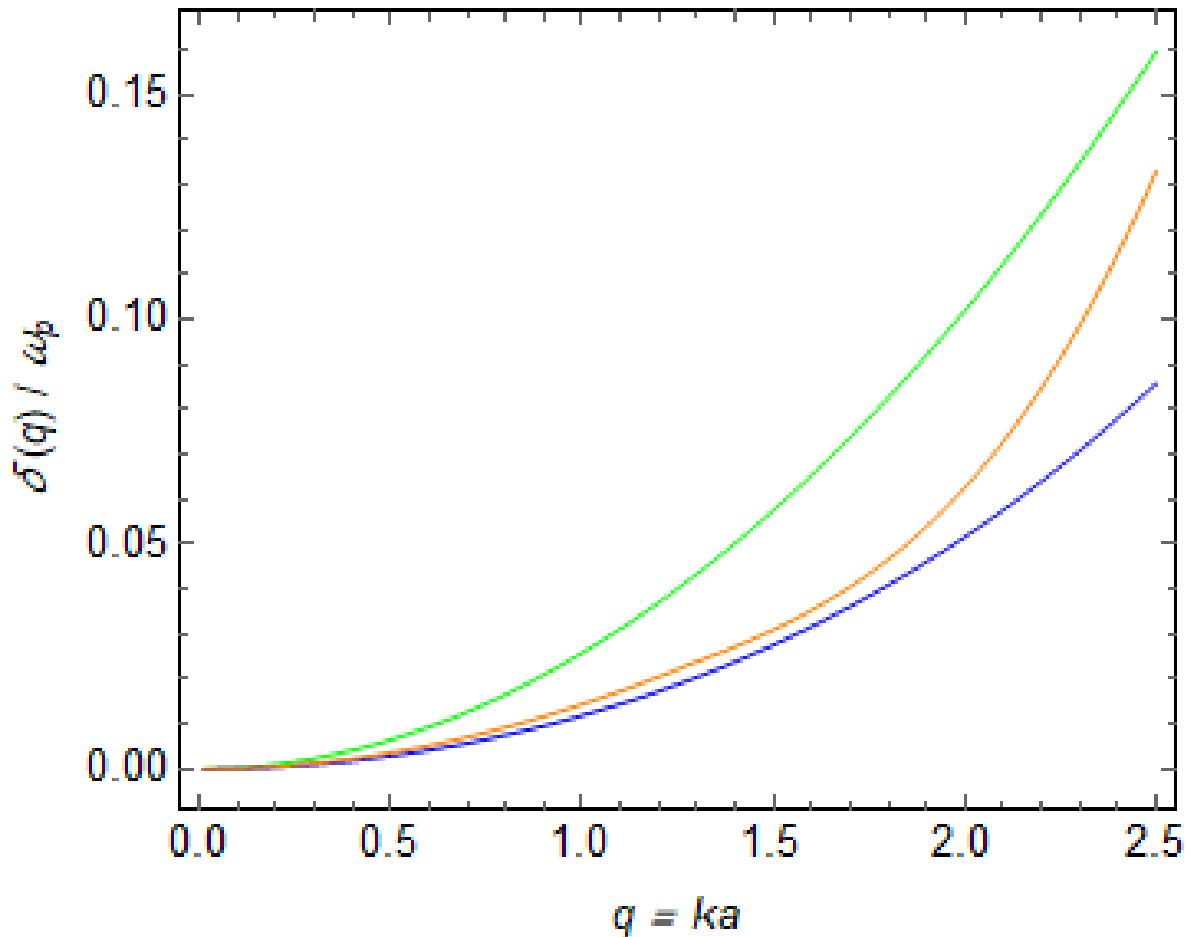


Рисунок 16–Декремент затухания плазменных волн (3.3.2) в рамках самосогласованного метода моментов.

На рисунках 12-13 показано, что по мере увеличения параметра связи вес отрицательного корреляционного вклада в (3.1.10) увеличивается, и дисперсия плазменных волн становится отрицательной. Также стоит отметить, что статические характеристики, взятые из [165], дают надежные результаты для расчета динамического структурного фактора при  $\Gamma < 100$ . Результаты были опубликованы в [49-50]. Учитывая возможности для дальнейших исследований, в данном разделе диссертации были построены интерполяционные формулы как для дисперсии, так и для декремента плазменных волн:

$$\begin{aligned}
 \omega(\Gamma, q) = & (-0.01553q^3) + (-0.00288q^3 \ln(\Gamma^2)) + (0.01338q^3 \ln(\Gamma)) \\
 & + (0.13707q^2) + (0.02093q^2 \ln(\Gamma^2)) + (-0.11324q^2 \ln(\Gamma)) \\
 & + (-0.00049q^2 \ln(\Gamma^3)) + (0.00001\Gamma^2 q) + (0.15192q) \\
 & + (-0.14533q \ln(\Gamma)) + (0.05201q \ln(\Gamma^2)) + (-0.00890q \ln(\Gamma^3)) \\
 & + (0.00279q\Gamma) + (0.00492 \ln(\Gamma)) + (0.98468); \quad (3.3.5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\delta(\Gamma, q) = & (0.00051 \ln(\Gamma^3)) + (-0.03716q^3) + (-0.00201q^3 \ln(\Gamma^2)) \\
& + (0.01840q^3 \ln(\Gamma)) + (-0.07158q^2 \ln(\Gamma)) + (0.00132q^2 \ln(\Gamma^3)) \\
& + (-0.07158q^2 \ln(\Gamma)) + (0.00132q^2 \ln(\Gamma^3)) \\
& + (-0.00434 \ln(\Gamma^2)) + (0.21369q^2) + (0.00901 \ln(\Gamma)) \\
& + (-0.00443q \ln(\Gamma^3)) + (0.036989q \ln(\Gamma^2)) \\
& + (-0.07431q \ln(\Gamma)).
\end{aligned} \tag{3.36}$$

Ниже на рисунках 17-18 представлены дисперсия, рассчитанная по формуле (3.3.5) и декремент затухания (3.3.6) плазменных волн, сравниваемых с результатами численного моделирования [53].

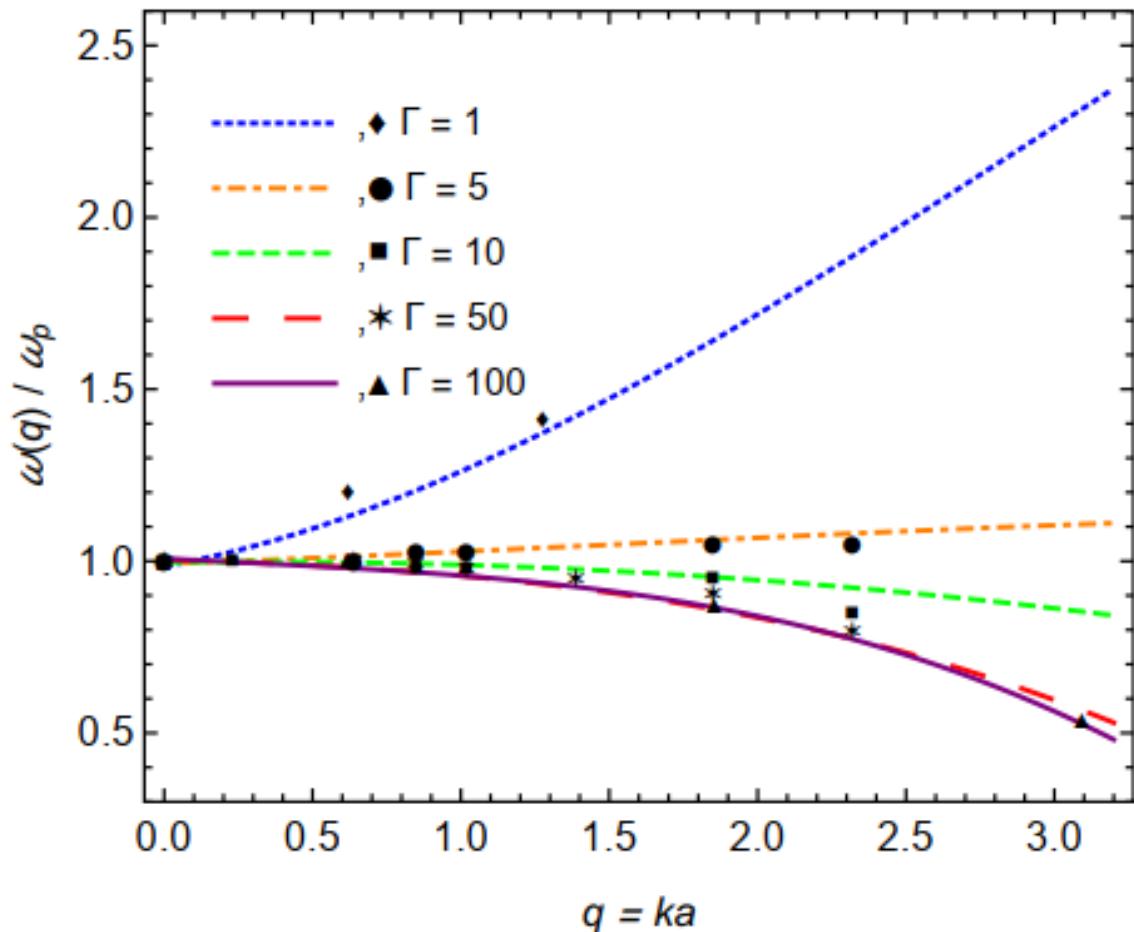


Рисунок 17—Графики дисперсии плазменных волн, полученные из (3.3.5) в сравнении с данными численного моделирования [53] (фигуры).

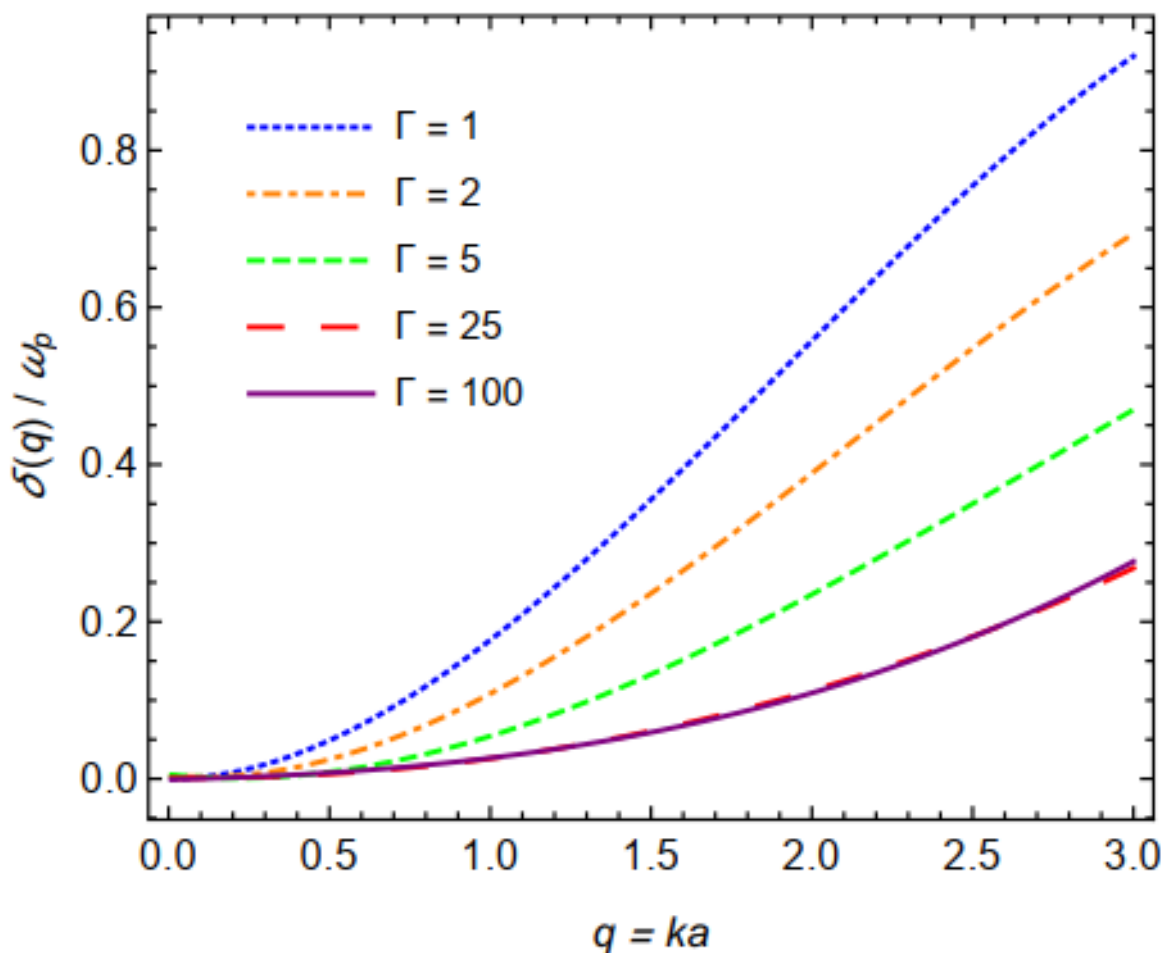


Рисунок 18–Графики декремента плазменных волн, полученные из (3.3.6).

Эти интерполяции, полученные из решений уравнения (3.3.2) с использованием ССФ из [165], предсказывают начало отрицательной дисперсии при  $\Gamma = 8,5849$ , что находится в разумном согласии с известными результатами. Поскольку эти интерполяции действительны в широком диапазоне изменения термодинамических параметров плазмы параметров и безразмерного волнового числа  $q$ , они не позволяют локализовать начальное значение параметра связи с более высоким уровнем точности. Также ясно, что это значение зависит от точности расчета статического структурного фактора. Результаты были опубликованы в работе [49].

## 4 ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

### 4.1 Количественные расчеты диэлектрической функции

Современные численные методы исследования свойств, как статических, так и динамических, сильно связанной плазмы и разогретой плотной материи, безусловно, очень плодотворны, особенно когда реальные эксперименты редки и не допускают надёжную интерпретацию. Такая интерпретация не может избежать использования модельных соображений. Даже самые продвинутые методы Монте-Карло с интегралом по траекториям РИМС [170-173], использующие современные разработки в области нейронных сетей [58], будучи, в принципе, точными, ограничены диапазоном волновых чисел  $k > 2\pi/L$  (где  $L$  – размер ячейки) и, следовательно, должны быть «сшиты» (на больших расстояниях или при низких волновых числах), например, с моделью STLS, [174,175] и т.д. Теоретические подходы, будучи в основном модельными, позволяют получать представления недоступные при численных исследованиях и прояснять зависимость исследуемых свойств от физических параметров и параметров модели. Вот почему в данном разделе представлена статическая диэлектрическая функция плотного разогретого однородного электронного газа, который представляет собой однокомпонентную нормальную квантовую жидкость заряженных фермионов [176] в терминах статических данных. Эта связь хорошо известна для классических случаев, поскольку она вытекает из флуктуационно-диссипативной теоремы. Математическая природа и надежность предлагаемого подхода позволяет показать, что в условиях разогретого плотного вещества полученные соотношения дают результаты, которые согласуются с данными моделирования РИМС, даже когда вместо использования надлежащих статических данных, здесь используются два разных интерполяционных подхода к расчетам ССФ, формально справедливые только для классических однокомпонентных кулоновских систем.

В настоящей работе, как и в хорошо известных и широко используемых при изучении динамических свойств кулоновских систем и, в частности, плотного разогретого электронного газа, метода приближения квазилокализованных зарядов QLCA [177] и модели функции памяти [178, 179], динамические характеристики кулоновской системы выражаются через её статические свойства. Однако, из [180] известно, что в данных подходах учитываются не все доступные правила сумм или для удовлетворения правила сумм, связанного с коллективными эффектами в системе, требуется некоторая корректировка данных моделирования с использованием по крайней мере одного подгоночного параметра. В рамках самосогласованной и даже интерполяционной версии моментного подхода, дополненного физическими соображениями [49,181-183] это однозначно не требуется. Кроме того, приближение QLCA в отличие от метода моментов не учитывает эффекты диссипации энергии. Это еще одна причина для детального анализа

статических свойств квантовых кулоновских жидкостей, проведенных в данном разделе. Этот анализ учитывает результаты, полученные в приближении хаотических фаз [184], которое в рассмотренных условиях очень слабой классической неидеальности, также дает согласованные результаты для статической диэлектрической проницаемости квантовой жидкости с заметными эффектами вырождения. Ниже на рисунках [19-24] представлены графики этой статической характеристики в зависимости от безразмерного волнового числа с использованием различных данных ССФ (зеленая линия соответствует результатам ННС [164], синяя линия соответствует интерполяционному формализму [165], оранжевая линия-модифицированный ННС [166]), в сравнении с теоретическими данными [184] – коричневая линия и данными моделирования [171,172] (кружки). На рисунке 25 показаны графики функции потерь системы.

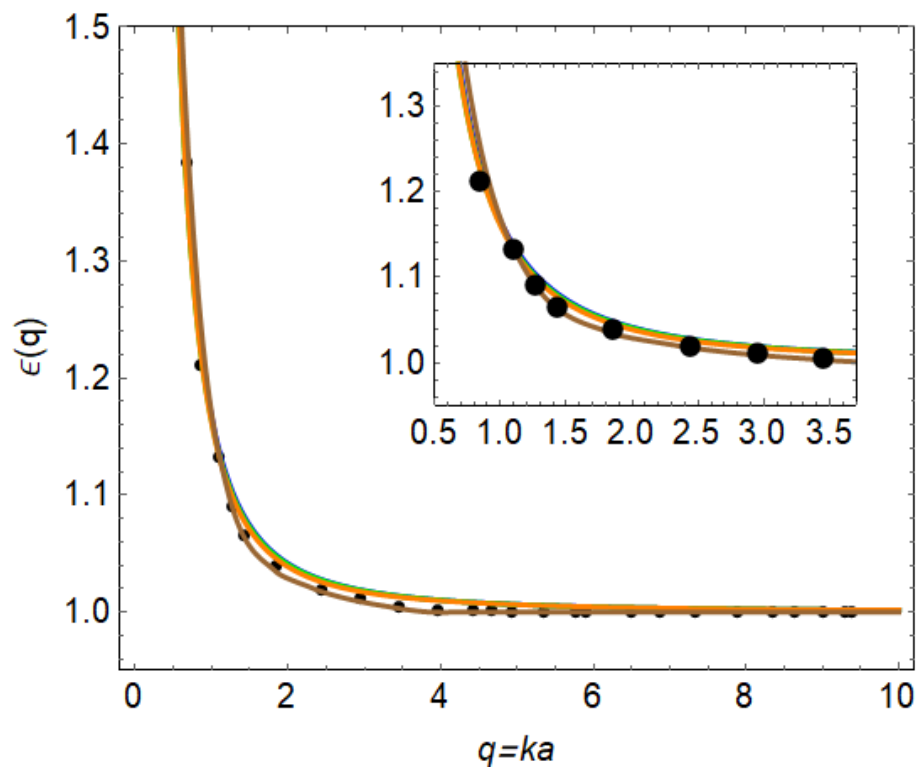


Рисунок 19 – Графики статической диэлектрической функции ( $\omega = 0$ ) в рамках самосогласованного моментного подхода (2.2.22) при  $\Gamma = 0.054, \theta = 1, rs = 0.1$ .



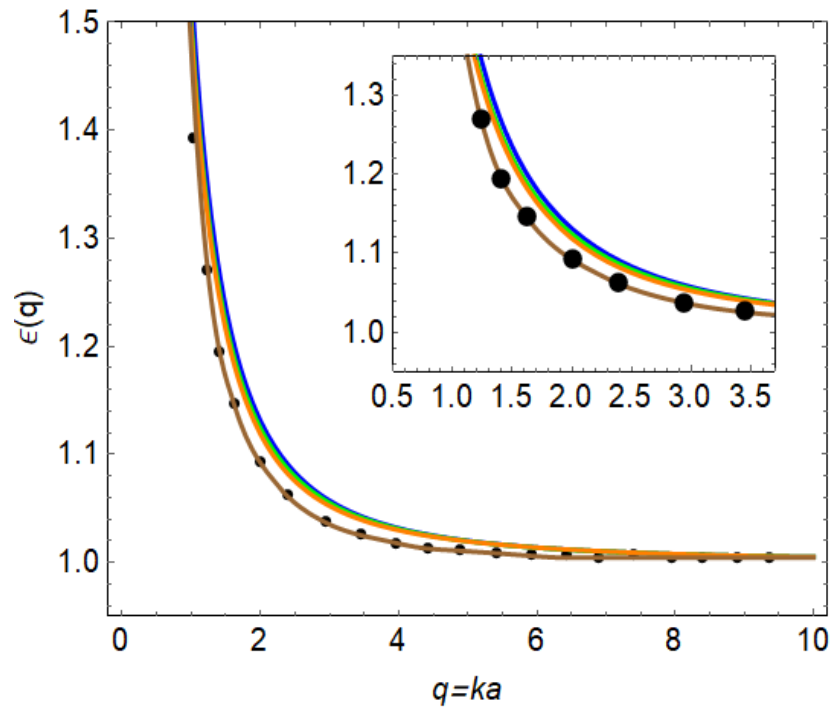


Рисунок 20 – Графики статической диэлектрической функции ( $\omega = 0$ ) в рамках самосогласованного моментного подхода (2.2.22) (2.2.22) при  $\gamma = 0.163, \theta = 1, rs = 0.3$  .

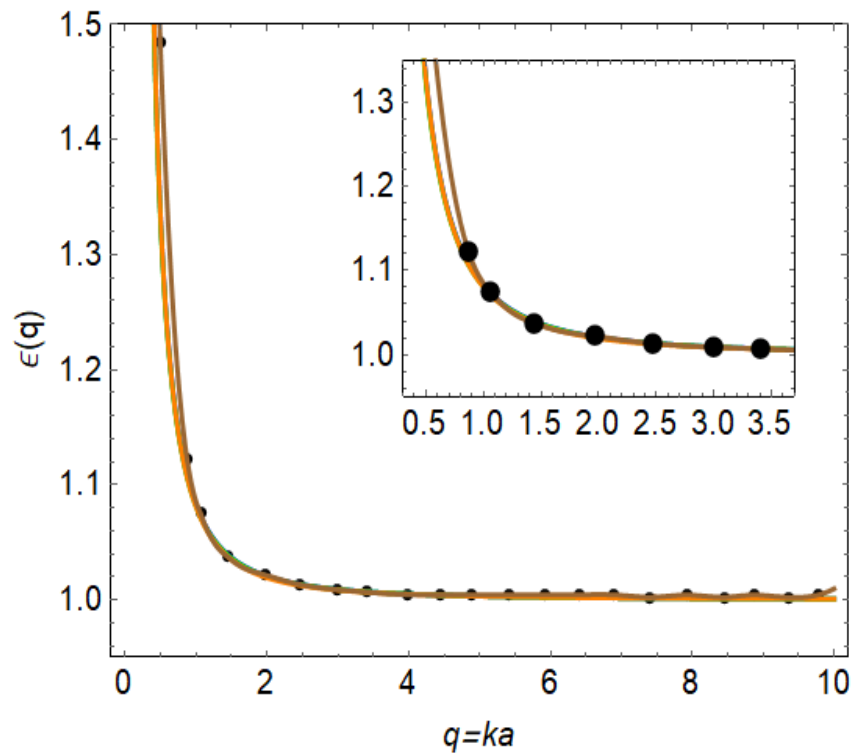


Рисунок 21 – Графики статической диэлектрической функции ( $\omega = 0$ ) в рамках самосогласованного моментного подхода (2.2.22) (2.2.22) при  $\gamma = 0.027, \theta = 2, rs = 0.1$  .

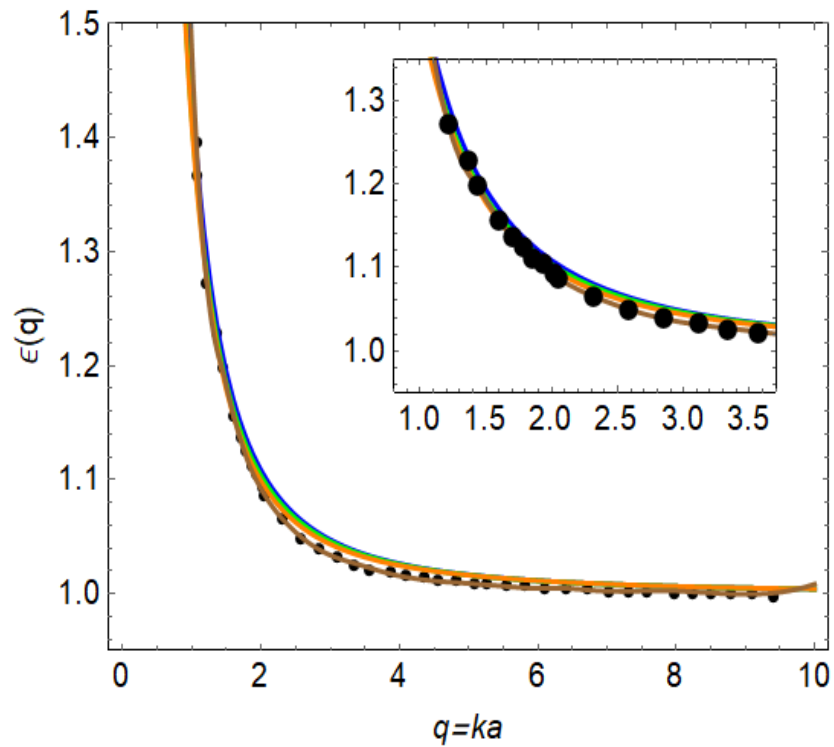


Рисунок 22 – Графики статической диэлектрической функции ( $\omega = 0$ ) в рамках самосогласованного моментного подхода (2.2.22) при  $\gamma = 0.136, \theta = 2, rs = 0.5$ .

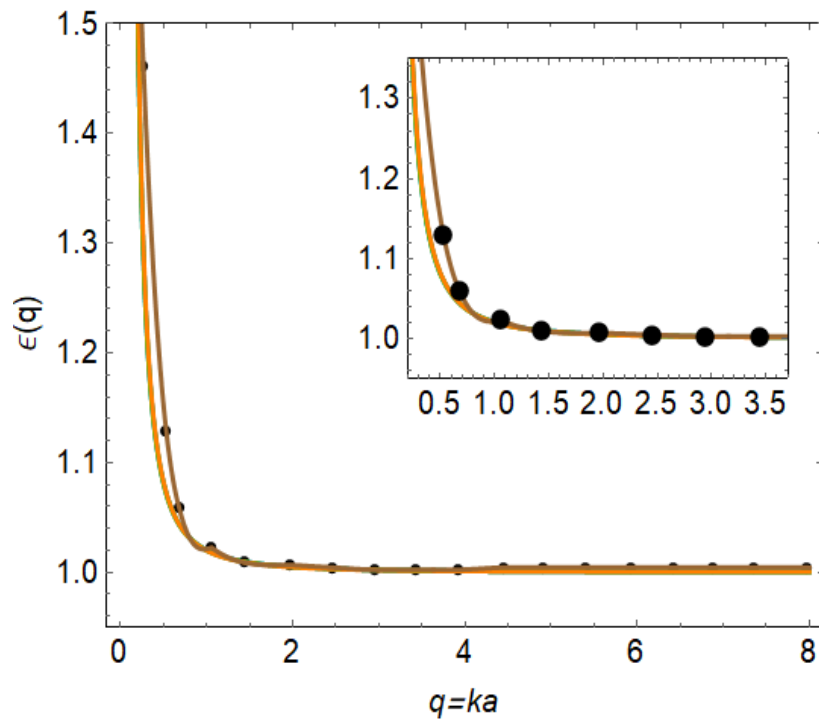


Рисунок 23 – Графики статической диэлектрической функции ( $\omega = 0$ ) в рамках самосогласованного моментного подхода (2.2.22) при  $\gamma = 0.0067, \theta = 8, rs = 0.1$

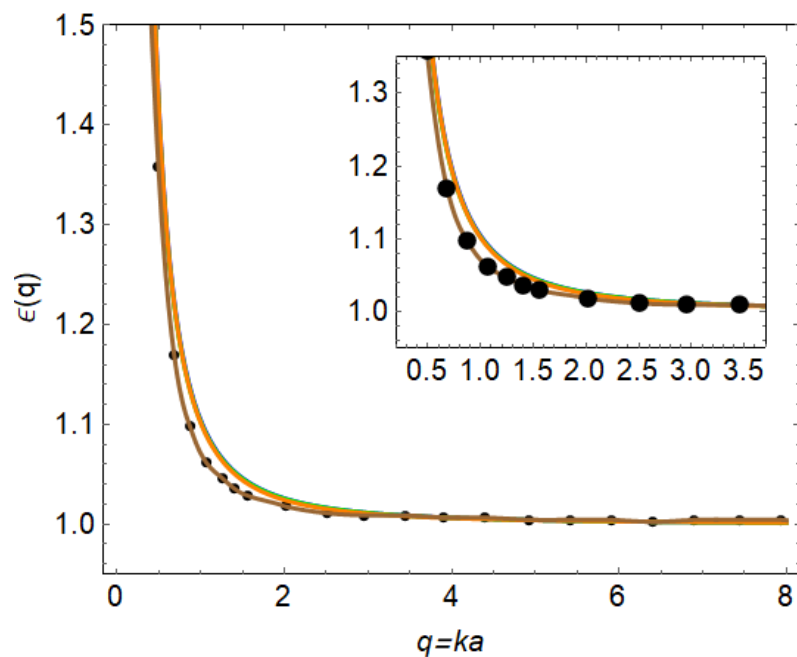


Рисунок 24 - Графики статической диэлектрической функции ( $\omega = 0$ ) в рамках самосогласованного моментного подхода (2.2.22) при  $\Gamma = 0.034, \theta = 8, rs = 0.5$

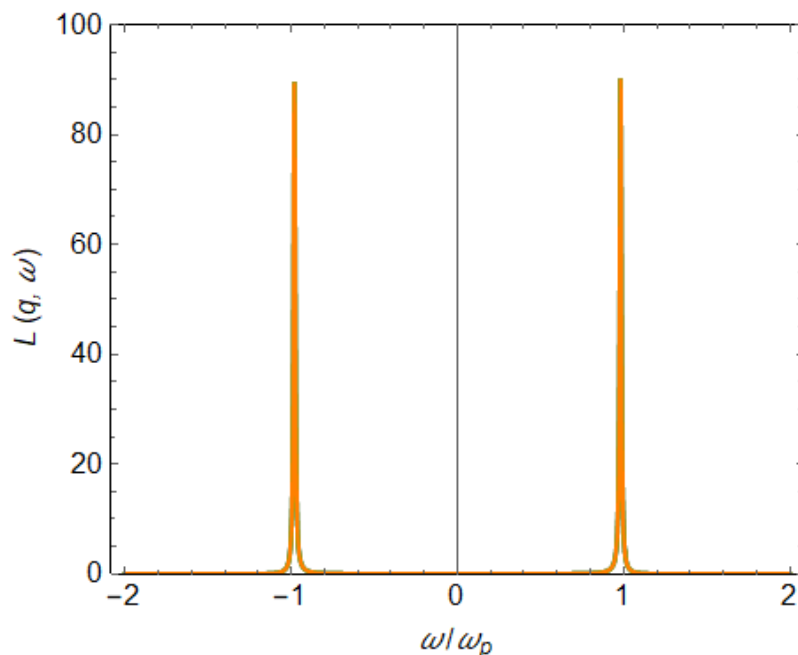


Рисунок 25 – Графики функции потерь системы, полученные из (2.2.1). При  $\Gamma = 120, q = ka = 0.64$  с использованием различных данных ССФ: зеленая линия соответствует результатам HNC [164], синяя линия соответствует интерполяционному формализму [165], оранжевая линия-модифицированный HNC [166].

Как видно из рисунков 19-24, самосогласованная версия метода моментов, применяемая в ссылках [49,181-183] к классической однокомпонентной плазме, может быть расширена для получения количественного соответствия с данными РМС из ссылок [171,172]. Поскольку в плотных разогретых или сильно связанных жидкостях Ферми все длины характеристик имеют одинаковый порядок, такие системы не обладают малыми параметрами, и моментный подход к описанию их свойств является особенно адекватным.

#### **4.2 Поляризационный вклад в торможение тяжелых заряженных частиц**

Как было сказано выше, управляемый термоядерный синтез станет одним из будущих источников энергии для человечества [185]. Как известно, наряду с установками с магнитным удержанием плазмы были разработаны реакторы для осуществления инерционного термоядерного синтеза, в которых термоядерное топливо нагревается до требуемых температур путем воздействия интенсивных потоков электромагнитного излучения или пучков тяжелых ионов [186-188]. Совсем недавно в NIF на установке с лазерным инерционным синтезом удалось получить больше энергии, чем было затрачено [76-78]. Пучки тяжелых ионов также предлагаются в качестве основной движущей силы или в качестве дополнительных инициаторов в сценариях быстрого воспламенения [189,190]. В связи с этим необходимо детально разобраться в процессах передачи энергии от потоков ионов высокой энергии к плазме, другими словами, важно изучить тормозную способность плазмы [191]. Такое изучение процессов ингибирования ионов в разогретой плотной материи [192-194] позволяет проводить диагностику плазмы [195] и, в частности, определять положение и высоту пика Брэгга в зависимости от температуры и концентрации в плазме [194].

Поскольку скорость, с которой частицы теряют энергию при прохождении сквозь материю, является фактором во многих измерениях, много усилий было уделено разработке теории тормозной способности, начиная с первых попыток Томсона (1906, 1912), Резерфорда (1911) и Бора (1912). Их модели, конечно, были основаны на классической физике, но с небольшими изменениями их результаты все еще актуальны для многих случаев. Расчеты тормозной способности более сложны для скоростей налетающей частицы порядка  $v = 2 * 10^8$  см/с, чем для гораздо более высоких скоростей. Для этого есть несколько причин. При достаточно высоких скоростях ион лишается всех электронов и может рассматриваться как движущийся точечный заряд. А электроны мишени относительно медленны, и обычно их движением можно пренебречь. Ситуация значительно усложняется, когда скорость ионов значительно падает до  $v$ . В этом случае ион ионизируется лишь частично, так что влетает в плазму как экранированный заряд. Число электронов, связанных с ионом, не является постоянным, а скорее колеблется около среднего значения. Фактически, в этой области скоростей взаимодействия между электронами снаряда и электронами мишени играют

важную роль, которое упрощается при более высоких скоростях, когда ионы теряют все свои электроны.

Энергетический диапазон при определении тормозной способности при упругих потерях обычно разделяют на три области: область низких энергий, где скорость частицы  $v$  много меньше скорости электрона  $v_0$  в атоме; область высоких энергий, где  $v \gg v_0$ ; и промежуточная область, где  $v \approx v_0$ . Торможение в области низких энергий и в промежуточной области удовлетворительно описывается теорией Линдхарда. В 1954 году Линдхард получил выражение, которое связывает потери энергии за счет поляризации с функцией потерь системы  $L(k, \omega)$  [40,196-200]:

$$\left[\frac{dE}{dx}\right]^{pol} = \frac{2(Z_p e)^2}{\pi v^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{kv} \omega^2 L(k, \omega) d\omega. \quad (4.2.1)$$

Из формулы (4.2.1) можно сказать, что потери энергии налетающей медленной пробной частицы прямо пропорциональна скорости частицы  $v$  и монотонно зависит от ее заряда  $Z_p e$ . Формула (4.2.1) справедлива в одночастичном приближении, когда налетающие ионы в пучке не взаимодействуют между собой. Со временем многие исследователи пошли по стопам Линдхарда и рассчитали тормозную способность, изучив для этого различные способы получения диэлектрической функции плазмы. В данном разделе представлен метод расчета функции потерь системы, отличный от того, который был предложен в 1954 году. Этот метод более точен и прост, чем тот, который используется Линдхардом, и, по крайней мере, проще, чем другие, более современные.

В области высоких энергий налетающая частица теряет собственные электроны, и тормозная способность описывается формулой Бете:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{Z_p e \omega_p}{v}\right)^2 \ln \frac{2m_a M_p v^2}{(m_a + M_p) \hbar \omega}. \quad (4.2.2)$$

Здесь,  $v$ ,  $Z_p e$ ,  $M_p$  скорость, заряд и масса налетающей частицы,  $m_a$  масса атома и  $\omega$  электронная частота,  $\hbar$ -постоянная Планка. В случае, если речь идёт о торможении ионов в плазме, как установил И. А. Ларкин в [88],  $\omega$  должна быть заменена в уравнении (4.2.2) плазменной частотой, а  $m_a$  - массой электрона. Так как в этом случае потеря энергии заряженных частиц будет происходить за счет свободных электронов [201-203].

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{Z_p e \omega_p}{v}\right)^2 \ln \frac{2m_e v^2}{\hbar \omega_p}. \quad (4.2.3)$$

С учетом поправки в формуле (4.2.3) был замечен рост тормозной способности плазмы с увеличением ее плотности. В дальнейшем этот вывод может иметь и практическое значение.

### 4.3. Применение метода моментов в вычислении тормозной способности электронного газа

Как видно функция потерь (4.2.1) напрямую связана с диэлектрической функцией электронного газа, и ее достоверное значение должно соответствовать так называемым правилам сумм. Принимая во внимание уравнение (2.2.1), становится очевидным, что для получения  $L(k, \omega)$  необходимо предварительно вычислить  $Im \epsilon^{-1}(k, \omega)$ , где  $\omega$  – это частота колебаний частиц плазмы (в целом ионов и электронов). Для диэлектрической функции простого электронного газа было выдвинуто множество приближенных выражений, но все они не удовлетворяют в точности правилам сумм [48,107], что является ключевым моментом для обоснованности любой модели. В данном разделе настоящей диссертации отстаивается противоположный подход, когда правила сумм принимаются как должное, а функция потерь системы восстанавливается в рамках метода моментов при дополнительном предположении, что ее вторая производная по частоте обращается в нуль при  $\omega = 0$ . Простое приближение для вклада межэлектронного взаимодействия в четвертый момент функции потерь обеспечивает эффективную и быструю сходящуюся схему расчета тормозной способности электронного газа, которая проверяется по результатам других подходов и данных моделирования.

Здесь проводится анализ полученных результатов и сравнение их с данными и результатами, полученными другими исследователями. Потери на поляризацию в плотной плазме, как упоминалось выше, могут быть описаны формулой Линдхарда (4.2.1), где функция потерь в рамках модифицированного моментного подхода определяется в уравнении (2.2.1). С учётом уравнения (4.2.1), для расчетов поляризационных потерь энергии пробного заряда, движущегося в плазме в одночастичном приближении, при котором замедление ионного пучка представлено как замедление отдельных невзаимодействующих ионов. Это приближение справедливо для плотностей потока ионов, которые намного ниже плотности среды, как это имеет место в большинстве нынешних экспериментов. Результаты расчетов динамических характеристик в данной работе, основанных на расчете диэлектрической функции электронного газа с кулоновским взаимодействием, были получены в рамках модифицированного метода моментов и сравнены с тормозной способностью теоретических данных, полученных в [106], в приближении случайных фаз (ПХФ), методом Т-матрицы, аппроксимации Борна, а также методом комбинированной схемы [55]. Последняя модель представляет собой комбинацию Т-матричной модели динамических уравнений ПХФ, в которой первым статическим членом Борна пренебрегают. Ниже на рисунках 26–34

представлены результаты расчетов тормозной способности, полученных в рамках диссертационной работы в сравнении с результатами теоретических расчетов и данными моделирования вида PIC [55,57,204,205] и квантового Монте-Карло [59].

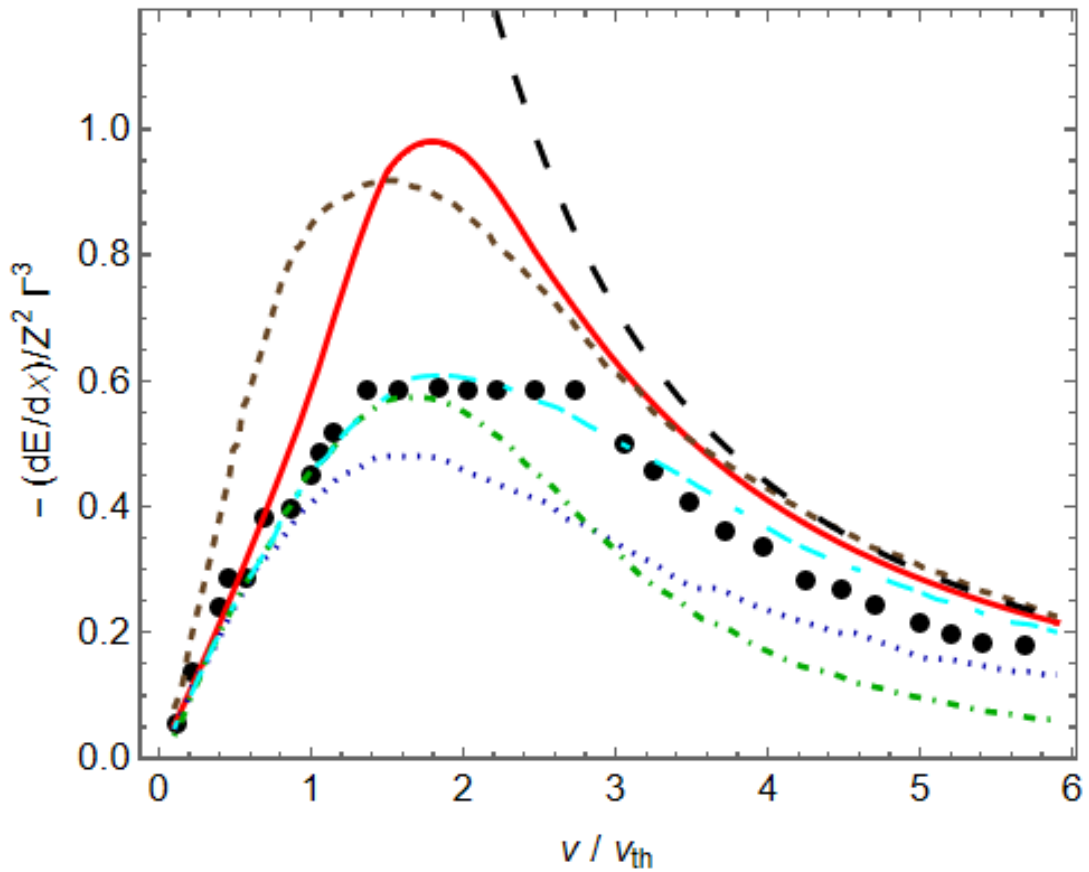


Рисунок 26–Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты данной работы (4.2.1), коричневые пунктирные линии – ПХФ [55], синяя пунктирная линия: метод статической T-матрицы[55], синяя длинная пунктирная линия: комбинированный метод, зеленая пунктирная линия: результаты - [106], черные точки – результаты численного моделирования вида PIC [55], черная пунктирная линия – асимптотика на больших скоростях (4.2.2). Представленные данные описывают торможение ионов с зарядовым числом  $Z = 5$ , движущихся в электронном газе с  $n_e = 1.1 * 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 1.6 * 10^5 \text{ K}$ , ( $Z\Gamma^{\frac{3}{2}} = 0.12$ ).

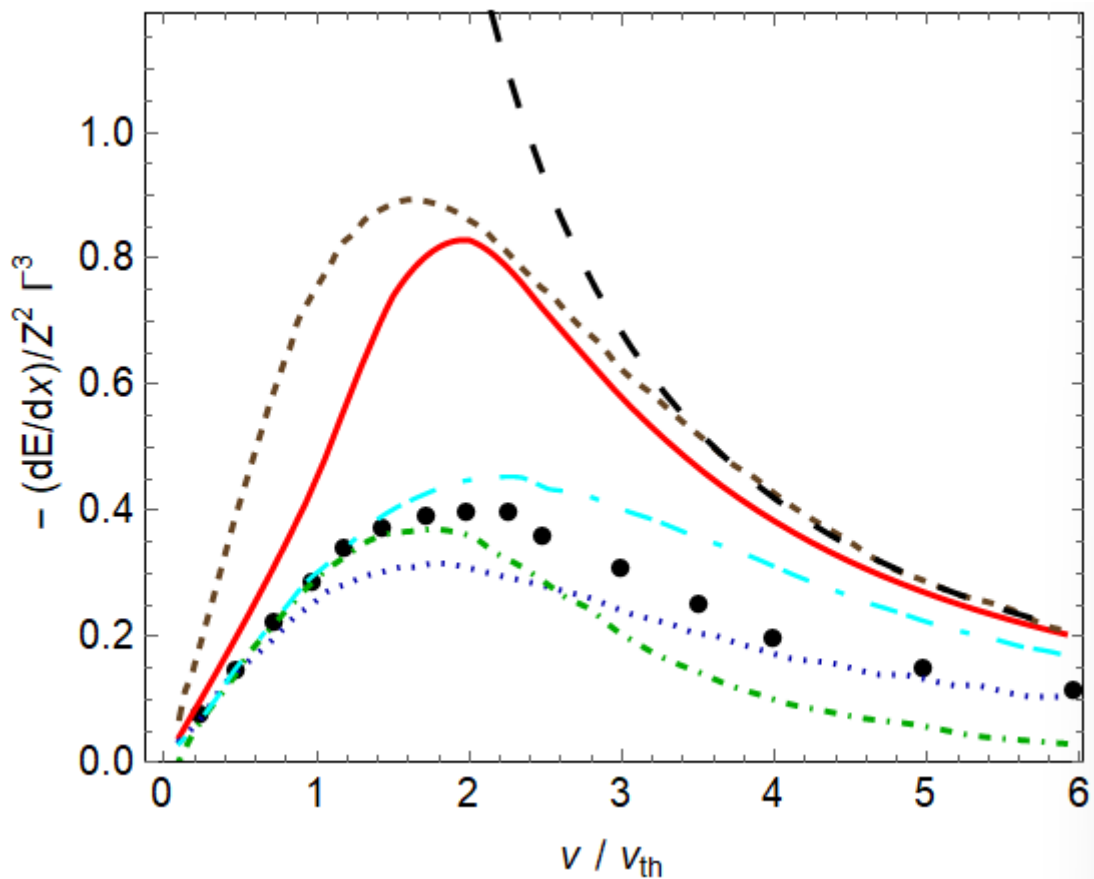


Рисунок 27– Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты данной работы (4.2.1), коричневые пунктирные линии – ПХФ [55], синяя пунктирная линия: метод статической T-матрицы[55], синяя длинная пунктирная линия: комбинированный метод, зеленая пунктирная линия: результаты - [106], черные точки – результаты численного моделирования вида PIC [55], черная пунктирная линия – асимптотика на больших скоростях (4.2.2). Представленные данные описывают торможение ионов с зарядовым числом  $Z = 10$ , движущихся в электронном газе с  $n_e = 1.4 * 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 1.3 * 10^5 \text{ K}$ , ( $Z\Gamma^{\frac{3}{2}} = 0.354$ ).



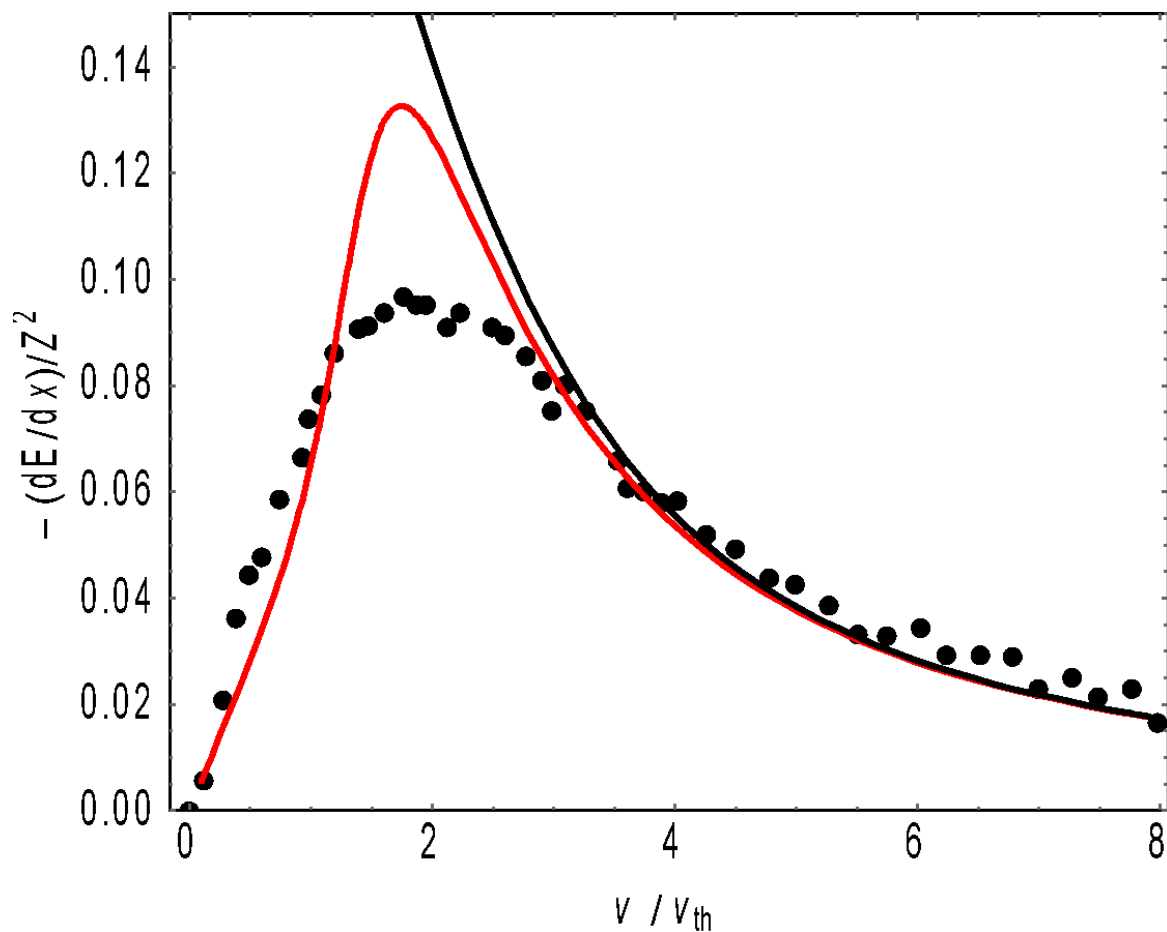


Рисунок 28 –Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты данной работы (4.2.1), черные точки – результаты численного моделирования вида PIC [57], черная сплошная линия – асимптотика на больших скоростях (4.2.2). Представленные данные описывают торможение ионов с зарядовым числом  $Z = 1$ , движущихся в электронном газе с  $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $k_B T = 116000 \text{ K}$ , ( $Z\Gamma^{\frac{3}{2}} = 0.11$ ).

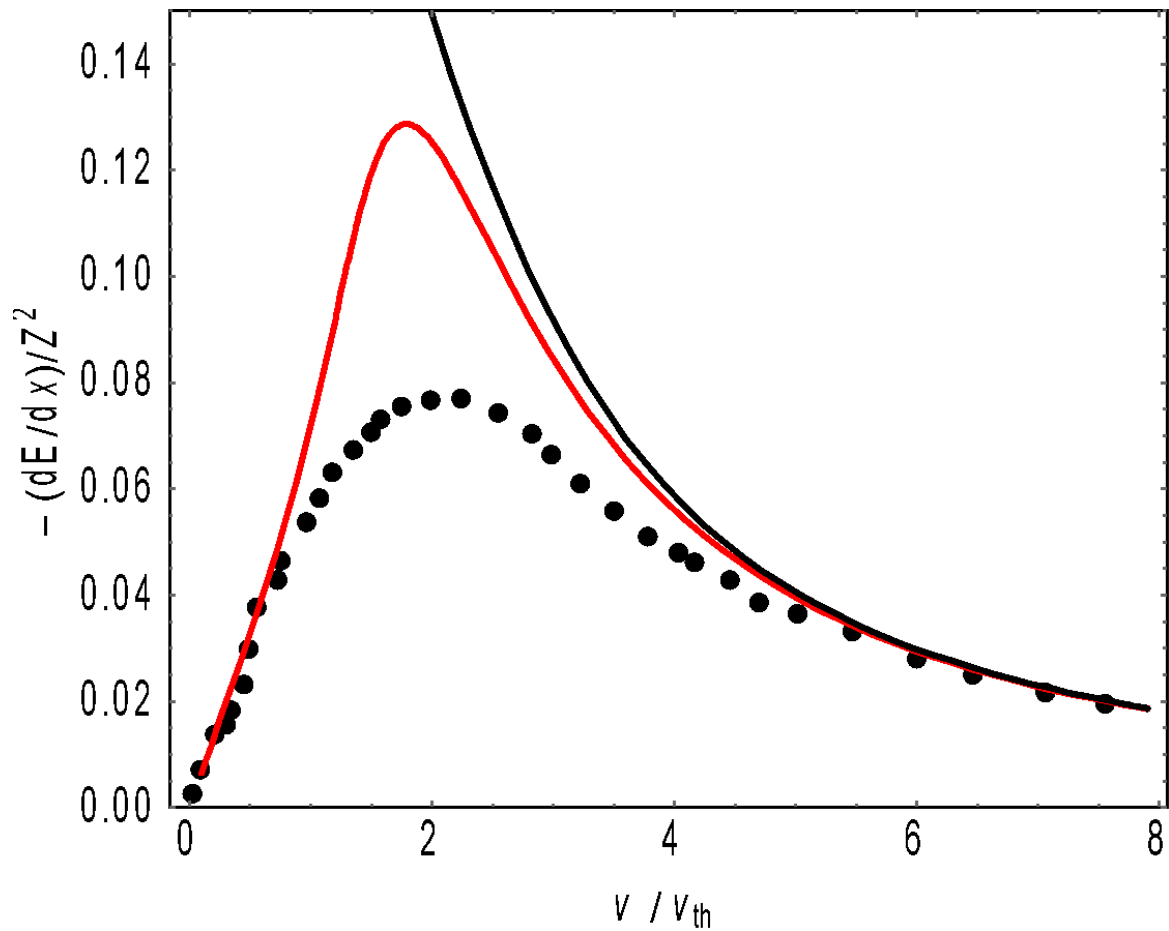


Рисунок 29 –Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты данной работы (4.2.1), черные точки – результаты численного моделирования вида PIC [57], черная сплошная линия – асимптотика на больших скоростях (4.2.2). Представленные данные описывают торможение ионов с зарядовым числом  $Z = 1$ , движущихся в электронном газе с  $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $k_B T = 116000 \text{ K}$ , ( $Z\Gamma^{\frac{3}{2}} = 0.23$ ).

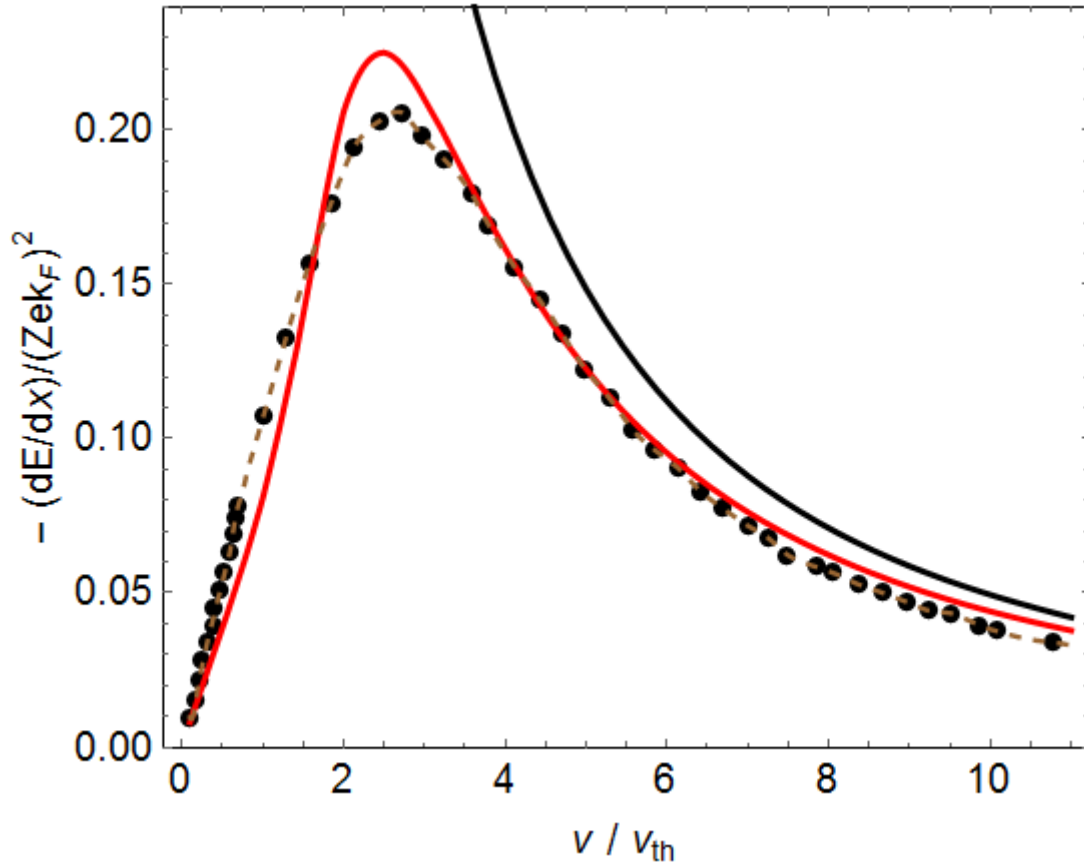


Рисунок 30 –Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты с использованием диэлектрической функции в рамках метода моментов, коричневые пунктирные линии – ПХФ, черные точки – результаты численного моделирования вида QMC [59], черная сплошная линия – асимптотика на больших скоростях. Представленные данные описывают торможение ионов, движущихся в электронном газе с  $n_e = 2.1 * 10^{23} \text{см}^{-3}$  и  $T = 1.45 * 10^5 \text{K}$ . ( $\Gamma = 1.08, \theta = 1, rs = 2$ )

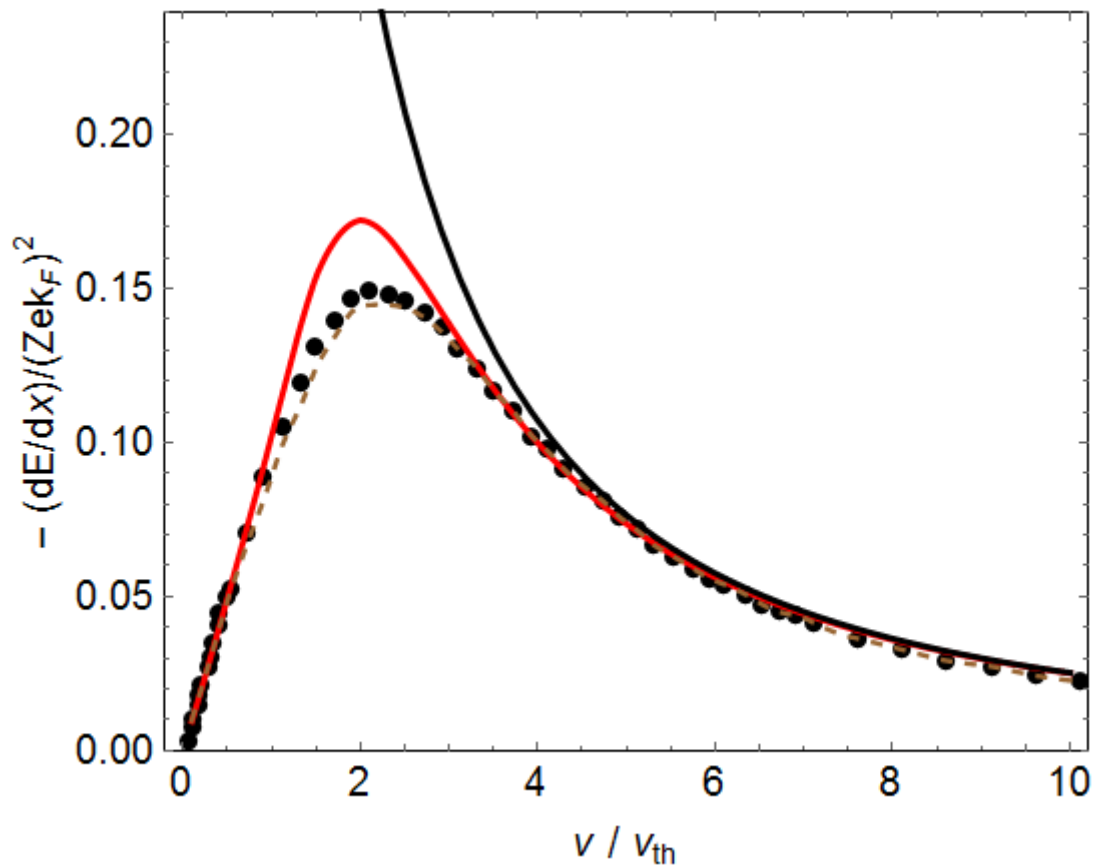


Рисунок 31 – Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты с использованием диэлектрической функции в рамках метода моментов, коричневые пунктирные линии – ПХФ, черные точки – результаты численного моделирования вида QMC [59], черная сплошная линия – асимптотика на больших скоростях. Представленные данные описывают торможение ионов, движущихся в электронном газе с  $n_e = 2.1 * 10^{23} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 2.9 * 10^5 \text{ K}$ . ( $\Gamma = 0.54, \theta = 2, rs = 2$ )

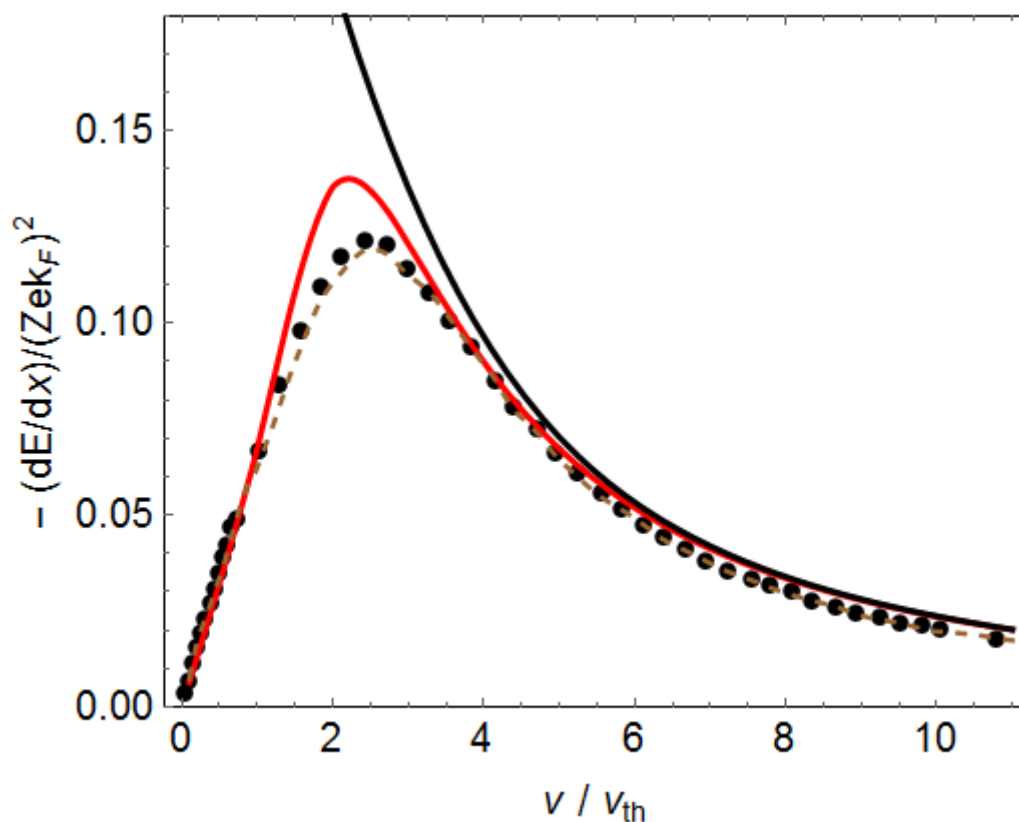


Рисунок 32 –Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты с использованием диэлектрической функции в рамках метода моментов, коричневые пунктирные линии – ПХФ, черные точки – результаты численного моделирования вида QMC [59], черная сплошная линия – асимптотика на больших скоростях. Представленные данные описывают торможение ионов, движущихся в электронном газе с  $n_e = 1.6 * 10^{24} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 5.8 * 10^5 \text{ К}$ . ( $\Gamma = 0.54, \theta = 1, rs = 1$ )

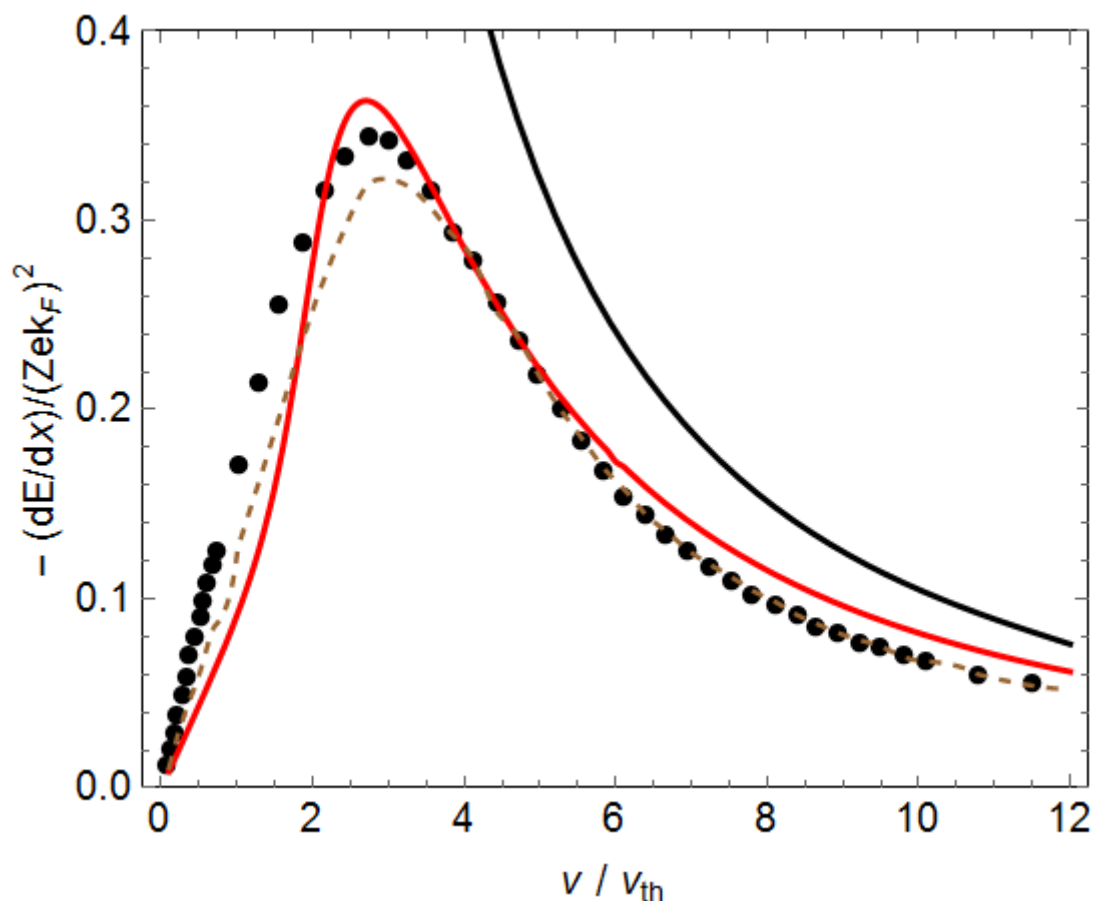


Рисунок 33 – Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты с использованием диэлектрической функции в рамках метода моментов, коричневые пунктирные линии – ПХФ, черные точки – результаты численного моделирования вида QMC [59], черная сплошная линия – асимптотика на больших скоростях. Представленные данные описывают торможение ионов, движущихся в электронном газе с  $n_e = 2.57 * 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 0.36 * 10^5 \text{ K}$ . ( $\Gamma = 2.2, \theta = 1, rs = 4$ )

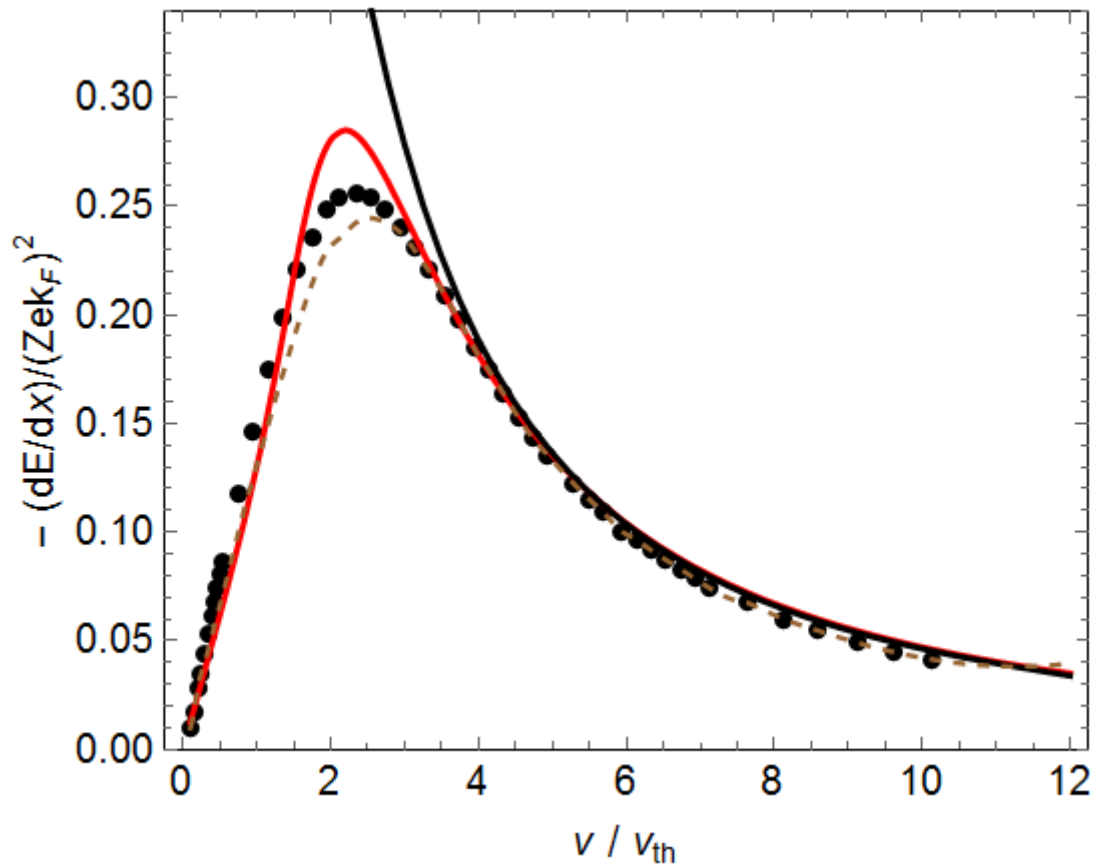


Рисунок 34 – Тормозная способность электронного газа. Красная сплошная линия – результаты с использованием диэлектрической функции в рамках метода моментов, коричневые пунктирные линии – ПХФ, черные точки – результаты численного моделирования вида QMC [59], черная сплошная линия – асимптотика на больших скоростях. Представленные данные описывают торможение ионов, движущихся в электронном газе с  $n_e = 2.57 * 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 0.72 * 10^5 \text{ K}$ . ( $\Gamma = 1.08, \theta = 2, rs = 4$ )

На рисунках 26-34 показаны данные тормозной способности электронного газа в зависимости от скорости налетающего иона, нормализованной на электронную тепловую скорость. Необходимо отметить, что некоторые характеристики результатов настоящих расчетов торможения тяжелых ионов в электронном газе, удовлетворительно совпадают с результатами работ [55,57,204,205]. К примеру, хорошее соответствие наблюдается по положению максимумов, а также при низких  $v < v_{th}$  и высоких значениях скорости иона  $v > 4v_{th}$ . Тем не менее на рисунках 26-29 максимальное значение тормозной способности, полученное в рамках метода моментов, примерно в два раза превышает значения, рассчитанные моделированием PIC [55], скорее всего это связано с использованием в расчетах обратной диэлектрической функции ФПН в статическом приближении. Эти результаты опубликованы в [195,197,200]. Но на рисунках 30-34 можно увидеть вполне удовлетворительное согласие с более современными численными данными,

полученными методом квантового Монте-Карло [59]. Кривые, которые представляют зависимость потерь энергии от скорости ионов всегда располагаются ниже кривой асимптотической формы (4.2.3).

При низких скоростях налетающего иона функция потерь может быть эффективно заменена ее статическим значением, так что поляризационная тормозная способность (4.2.1) для медленных ионов принимает следующую асимптотическую форму:

$$\left[\frac{dE}{dx}\right]_{v \rightarrow 0}^{pol} = \frac{2(Z_p e)^2}{3\pi} \int_0^\infty k^2 L(k, 0) dk, \quad (4.3.1)$$

которая из-за флуктуационно-диссипативной теоремы

$$L(k, 0) = \frac{4\pi^2 e^2 \beta}{k^2} S(k, 0), \quad (4.3.2)$$

приводит к результату, полученному в приближении слабой связи в работе [206]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{8\pi}{3} Z_p^2 e^4 \beta v \int_0^\infty S(k, 0) dk, \quad (4.3.3)$$

где  $S(k, 0)$  - значение коэффициента динамической структуры электронной системы с нулевой частотой. Следует отметить, что метод моментов является непертурбативным подходом, так что последнее выражение (4.3.3) справедливо для остановки медленных ионов при любой степени неидеальности плазмы. Этот факт отражен в выражении для значения функции потерь с нулевой частотой,

$$L(k, 0) = \frac{\pi\sqrt{2} \omega_p^2}{\omega_1^2(k)} \left(1 - \frac{\omega_1^2(k)}{\omega_2^2(k)}\right), \quad (4.3.4)$$

которое, кроме того, не зависит от упрощения (2.3.9) в терминах характеристических частот (2.2.18). Таким образом, здесь можно качественно подтвердить хорошо известную линейную форму малой скорости снаряда для поляризационной тормозной способности:

$$\left[\frac{dE}{dx}\right]_{v \rightarrow 0}^{pol} = \frac{2\sqrt{2} (Z_p e \omega_p)^2 v}{3} \int_0^\infty \frac{\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k)}{\omega_1^3(k) \omega_2^2(k)} k^2 dk = Cv, \quad (4.3.5)$$



изученную ранее в [207]. В рамках моментного подхода даже в классическом приближении нет необходимости во введении конечного верхнего предела интегрирования по волновому числу, характерного для моделей с функцией потерь, основанных на приближении случайных фаз [208]. Ниже на рисунках 35 – 36 приведены графики, вычисленные по формуле (4.3.5), в сравнении с данными численных экспериментов [55,204,205].

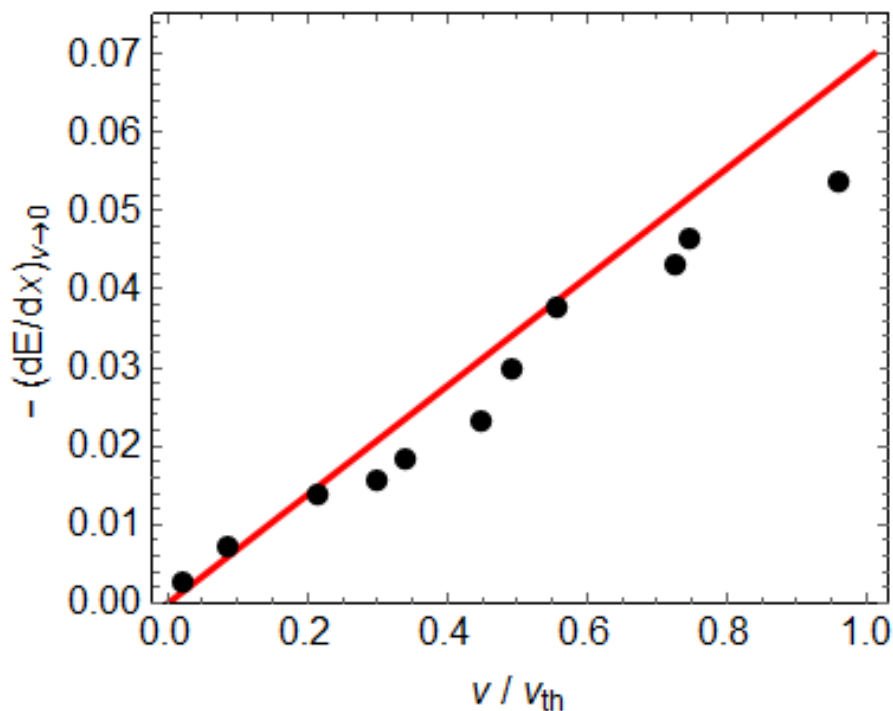


Рисунок 35 – Поляризационная тормозная способность электронного газа при малых скоростях налетающих ионов. Красная сплошная линия – результаты данной работы (4.3.5), черные точки – результаты численного моделирования вида PIC [205]. Представленные данные описывают торможение ионов с зарядовым числом  $Z = 1$ , движущихся в электронном газе с  $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 116000 \text{ K}$ , ( $Z\Gamma^{\frac{3}{2}} = 0.23$ ).

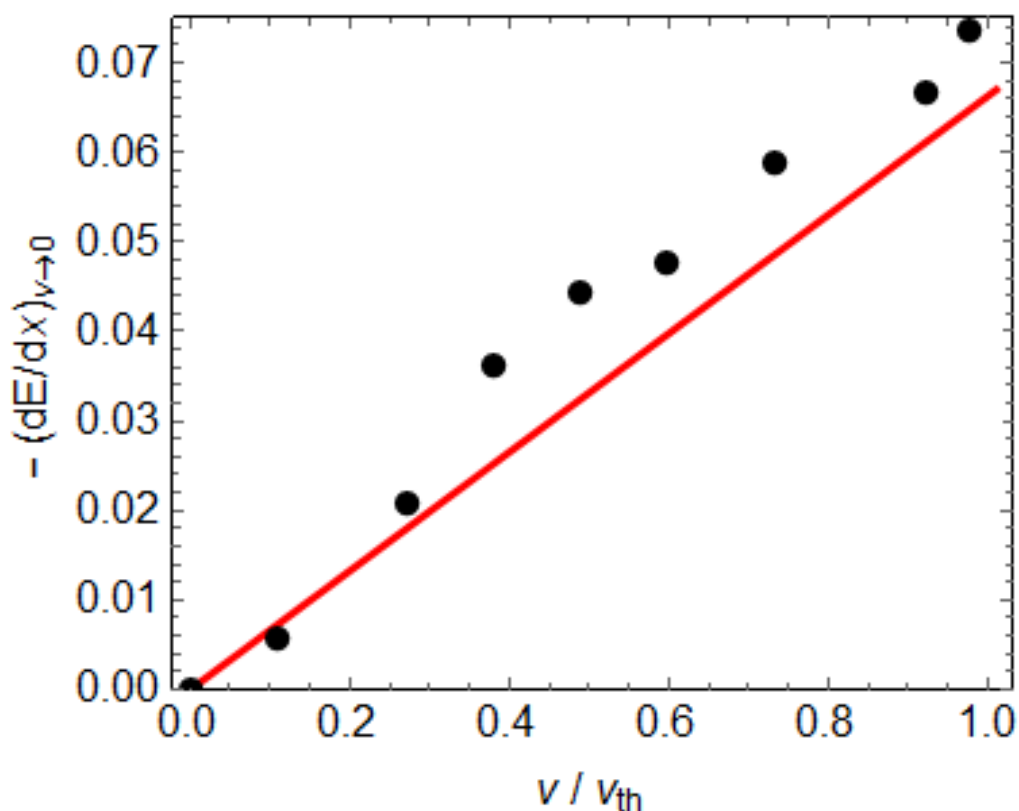


Рисунок 36 – Поляризационная тормозная способность электронного газа при малых скоростях налетающих ионов. Красная сплошная линия – результаты данной работы (4.3.5), черные точки – результаты численного моделирования вида PIC [205]. Представленные данные описывают торможение ионов с зарядовым числом  $Z = 1$ , движущихся в электронном газе с  $n_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 116000 \text{ K}$ , ( $Z\Gamma^{\frac{3}{2}} = 0.11$ ).

Как видно из рисунков 35-36, поляризационная тормозная способность электронного газа при малых скоростях налетающих ионов, полученных в рамках метода моментов без использования каких-либо подгоночных параметров, хорошо согласуется с данными численного моделирования. Планируется продолжить исследование в отношении высоты пика Брэгга в рамках моментного подхода с большим числом правил сумм и более точными статическими данными. Настоящие результаты свидетельствуют о применимости самосогласованного метода моментов при расчетах тормозной способности. Эти результаты были опубликованы в [195].

## 5 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

### 5.1. Экспериментальные исследования оптической отражательной способности двухкомпонентной плазмы

Определение коэффициента отражения неидеальной плазмы стало вопросом существенной важности в плазменной оптике. Это прежде всего связано с тем, что оптические свойства очень чувствительны к изменениям в электронной подсистеме вещества. Пионерские экспериментальные исследования коэффициента отражения светового излучения от плазмы ударно сжатых благородных газов, выполненные авторами [138-142], однозначно являются уникальными и позволяют обнаружить применимость существующих теоретических моделей. Для генерации неидеальной плазмы авторы использовали ударные волны, приводимые в действие химическим взрывом, которые приводят к сжатию и необратимому нагреву газа. Этот гидродинамический метод позволил получить хорошо воспроизводимую плазму достаточного размера в направлении зондирования без нежелательных электромагнитных полей, которые неконтролируемо воздействовали бы на высокопроводящую плазму. Плоскостность и однородность области плазмы проверяли с помощью оптической камеры через прозрачные боковые стенки газовой ячейки. Чрезвычайно сильное собственное тепловое излучение плазмы требует использования метода импульсного зондирования. Используя лазерную систему с компьютерным управлением, коэффициент отражения плотной плазмы поляризованного лазерного излучения был определен с помощью четырехканальной импульсной высокоскоростной фотоприемной системы. Он позволял измерять интенсивность отраженного лазерного луча для четырех азимутальных углов и был оснащен фильтрами для выбора частоты зондирования. Экспериментальные данные по отражательной способности получены для различных частот с использованием импульсного лазера. Длины волн лазера  $\lambda_{las} = c/v_{las}$  и термодинамические исходные и конечные состояния сжатого ксенона показаны в Таблице 1.

Таблица 1 – Параметры эксперимента [154,209]

$\lambda_{las}$ , нм	$P$ , ГПа	$T$ , К	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$n_e \cdot$ $10^{21}$ см <sup>-3</sup>	$n_a \cdot$ $10^{21}$ см <sup>-3</sup>	$\alpha_{ion}$	$\Gamma$	$\theta$
532	12	32020	2.8	7.8	5.0	0.56	1.7	1.9
694	12	32020	2.8	7.8	5.0	0.56	1.7	1.9
1064	10.5	29250	2.7	7.1	5.4	0.57	1.8	1.9
1060	9	28500	1.80	5.0	6.1	0.46	1.4	1.7
1060	5.3	34500	1.3	5.2	1.3	0.8	1.4	2.7
1060	3.1	33200	0.83	3.3	8.3	0.8	1.2	3.5

В Таблице 1 приведены термодинамические параметры и параметры плазмы, такие как давление  $P$ , температура  $T$ , плотность  $\rho$ , концентрация свободных электронов  $n_e$ , концентрация нейтральных атомов  $n_a$  и степень ионизации плазмы  $\alpha_{ion} = n_e / (n_a + n_e)$ , образованной ударной волной. В то время как конечная температура почти одинакова ( $T = 32020$  К), плотности различаются в зависимости от начальной плотности газа. Измерения при массовой плотности  $2,8$  г/см<sup>3</sup> выполняются на трех различных частотах зондирующего лазера. Плазма заметно неидеальна, на что указывают значения параметра неидеальности  $\Gamma$ . Параметр вырождения  $\theta$  близок к единице, что говорит о том, что система находится в состоянии, соответствующем разогретой плотной материи. Термодинамические параметры плазмы, включая состав, были определены для заданных скоростей удара, измеренных в эксперименте. Было учтено отталкивание атомов и ионов на малых расстояниях, а также кулоновское взаимодействие заряженных частиц. Для последнего из них скрининг обрабатывался с помощью суммирования кольцевых диаграмм (приближение Дебая) для вирусных поправок в рамках большого канонического ансамбля для многократной ионизации. Отталкивание тяжелых частиц на короткие расстояния рассматривалось в рамках модели мягкой сферы. В диапазоне параметров экспериментов с ударной волной состав был получен с погрешностью до 15%, в зависимости от приближений для уравнения состояния. И наконец, экспериментальные данные для s- и p-поляризованных коэффициентов отражения  $R_s, R_p$  ударно сжатой ксеноновой плазмы при различных длинах волн лазера приведены в Таблице 2 [154,209].

Таблица 2 – Экспериментальные данные по отражательной способности при различной длине волны лазера в двух поляризациях  $R_s, R_p$ .

$\vartheta$ угол	$\lambda_{las} = 1064\text{нм}$		$\lambda_{las} = 694\text{нм}$		$\lambda_{las} = 532\text{нм}$		$\lambda_{las} = 1060\text{нм}$		$\lambda_{las} = 1060\text{нм}$	
	$R_s$	$R_p$	$R_s$	$R_p$	$R_s$	$R_p$	$R_s$	$R_p$	$R_s$	$R_p$
0	0.37	0.37	0.26	0.26	0.16	0.16	0.25	0.25	0.14	0.14
10	0.41	0.35	0.31	0.24	0.2	0.12	0.28	0.24	0.175	0.12
20	0.47	0.32	0.37	0.18	0.21	0.11	0.39	0.22	0.225	0.1
30	0.52	0.25	0.384	0.15	0.3	0.085	0.55	0.18	0.29	0.075
40	0.64	0.17	0.57	0.13	0.37	0.083	0.58	0.13	0.35	0.09
45	0.65	0.158	0.585	0.12	0.48	0.14	0.57	0.2	0.44	0.073
50	0.7	0.163	0.55	0.15	0.5	0.17	0.69	0.17	0.42	0.12
55	0.74	0.165	0.61	0.14	0.58	0.19	0.67	0.27		
60	0.73	0.17	0.72	0.19	0.61	0.3	0.72	0.32		
65	0.8	0.22	0.79	0.33	0.72	0.43	0.74	0.51		
70	0.85	0.28	0.78	0.3	0.80	0.48	0.85	0.58		
75	0.89	0.52	0.82	0.56	0.87	0.62	0.83	0.64		
78	0.91	0.59	0.87	0.61	0.9	0.69	0.89	0.78		

## 5.2 Формулы Френеля для расчетов коэффициентов отражения плотной плазмы

Вычисление коэффициента отражения в настоящей диссертационной работе проводится в предположении наличия резкой границы плазма – свободное пространство. В этом случае, для определения коэффициента отражения среды  $R$  при нормальном падении света можно воспользоваться формулами Френеля, причём для  $s$ -поляризации

$$R_s = \left( \frac{|\cos\vartheta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta}|}{|\cos\vartheta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta}|} \right)^2, \quad (5.2.1)$$

а для  $p$ -поляризации

$$R_p = \left( \frac{|\varepsilon \cos\vartheta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta}|}{|\varepsilon \cos\vartheta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\vartheta}|} \right)^2, \quad (5.2.2)$$

где  $\vartheta$  – угол падения излучения,  $\varepsilon$  – диэлектрическая функция плазмы, а коэффициент преломления среды, из которой на плазму направляется лазерный луч, положен равным единице. Обычно [154,209], диэлектрическая функция моделируется в рамках обобщенного приближения Друде-Лоренца, которое выражает  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon(k \rightarrow 0, \omega)$  через динамическую частоту столкновения  $\nu(\omega)$ :

$$\varepsilon_{GDL}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu(\omega))}. \quad (5.2.3)$$

Диэлектрическая функция, записанная в рамках классической модели Друде-Лоренца

$$\varepsilon_{DL}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}. \quad (5.2.4)$$

с постоянной частотой столкновения  $\nu$  или временем релаксации  $\tau = \nu^{-1}$ , непосредственно связана со статической проводимостью плазмы  $\sigma_0$ :

$$\sigma_0 = \frac{\omega_p^2}{4\pi\nu} = \frac{\omega_p^2\tau}{4\pi}, \quad (5.2.5)$$

должна удовлетворять правилу сумм (2.3.5), независимо от значения частоты столкновений  $\nu$ .

### 5.3 Отражение лазерного излучения от слоя плотной плазмы

В настоящем разделе отражение лазерного излучения различной поляризации от слоя ударно-сжатой плазмы благородного газа исследуется с использованием самосогласованного метода моментов. Как отмечалось выше, в рамках этого метода, функция линейного отклика системы, например, обратная диэлектрическая функция  $\varepsilon^{-1}(q, \omega)$ , может быть восстановлена по первым сходящимся степенным моментам ее мнимой части, причем эти моменты являются коэффициентами асимптотического разложения функции потерь  $L(k, \omega)$  (2.2.1). В разделе 3.1 диссертации представлены формулы для расчетов нулевого  $C_0(k)$ , второго  $C_2(k)$  и четвертого  $C_4(k)$  степенных моментов.

Представленный самосогласованный метод моментов, по сравнению с другими моделями диэлектрической функции [124,210,211] не требует наличия малого параметра, применим для любых потенциалов межчастичных взаимодействий [159,207,212,213], а также показывает хорошее согласие с экспериментальными данными по нормальному падению [119,214], что, видимо, указывает на адекватность физической модели, которая в нем заложена, по крайней мере, в указанных условиях. Ниже на рисунках 37-41 представлены графики найденных коэффициентов отражения неидеальной невырожденной частично ионизованной плазмы для различных значений длин волн зондирующего излучения, полученных в рамках самосогласованного метода моментов в сравнении с экспериментальными и теоретическими результатами. В частности, приведены кривые зависимостей коэффициента отражения от угла падения для электромагнитных волн различной поляризации s и p, обозначенных, соответственно, красными и синими цветами. Из рисунков видно, что полученные в данном разделе диссертационной работы значения коэффициента отражения и экспериментальные данные качественно хорошо коррелируют друг с другом, причем для больших значений длины волны падающего излучения наблюдается полуколичественное совпадение, особенно для p – поляризации. На рисунке также показан ряд кривых, соответствующих теоретическим работам [131,154], в которых учитывалась конечная ширина переходного слоя между воздухом и ударно-сжатой плазмой. При этом распределение плотности электронов, ионов и атомов в таком слое описывалось профилями с использованием до четырех подгоночных параметров [142,209], а толщина переходного слоя оценивалась от 0.5 до 290 нм, что заметно меньше рассматриваемых длин волн лазеров. Поэтому в настоящей работе мы пренебрегаем наличием вышеупомянутого переходного слоя, хотя в реальном эксперименте он, конечно, имеется.

На рисунках 37-43 представлены коэффициенты отражения для s- (слева) и p- поляризации (справа), в зависимости от плазменной частоты, нормированной на частоту падающего излучения, в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными и данными численного моделирования [125] для различных длин волн при нулевом угле падения

излучения на плазму. Наблюдаемое на этих рисунках количественное согласие с экспериментальными данными не достигалось в теоретических работах с переходным слоем.

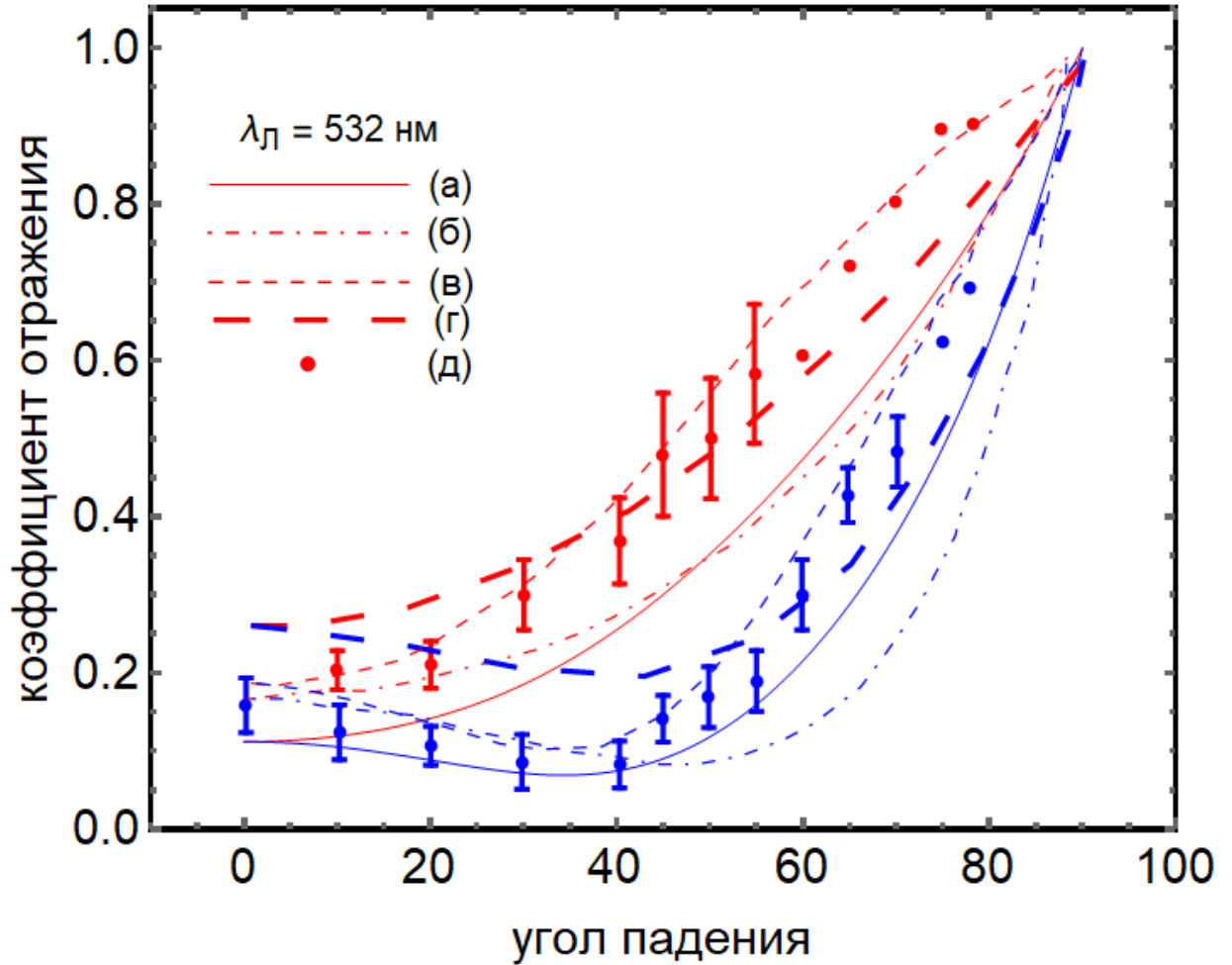


Рисунок 37–Коэффициенты отражения для s- (красные линии) и p-поляризации (синие линии), в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными для длины волны падающего излучения  $\lambda_{las} = 532$  нм и при следующих параметрах плазмы:  $\Gamma = 1.7, \theta = 1.9$ . Данные (а) были получены методом моментов (2.2.22) с учетом (3.1.11), б) представляют результаты [131], (в) – теоретические результаты [154], (г)- результаты [123], (д) - экспериментальные данные [154].

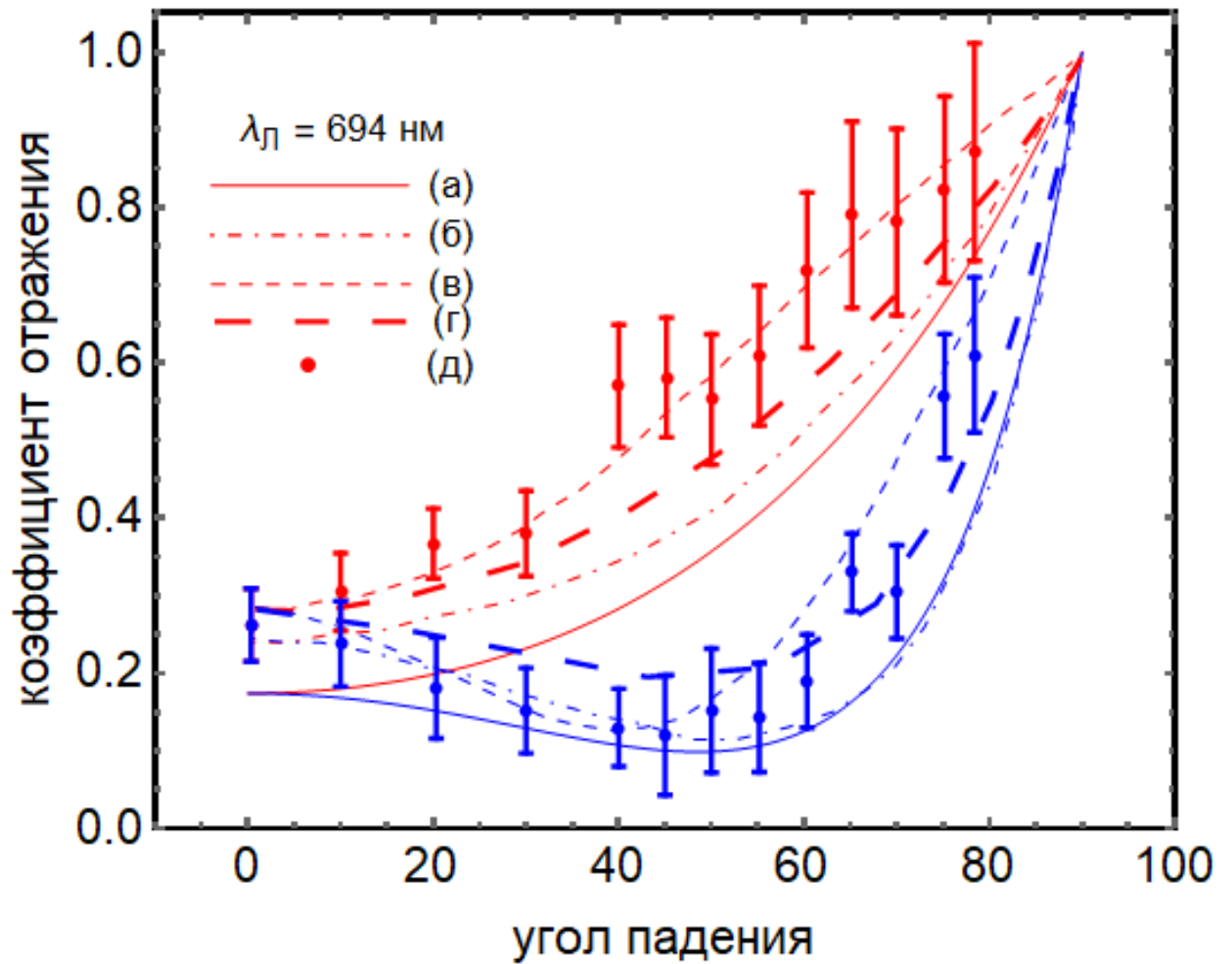


Рисунок 38–Коэффициенты отражения для s- (красные линии) и p-поляризации (синие линии), в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными для длины волны падающего излучения  $\lambda_{las} = 694$  нм и при следующих параметрах плазмы:  $\Gamma = 1.7, \theta = 1.9$ . Данные (а) были получены методом моментов (2.2.22) с учетом (3.1.11), б) представляют результаты [131], (в) – теоретические результаты [154], (г)-результаты [123], (д) - экспериментальные данные [154].



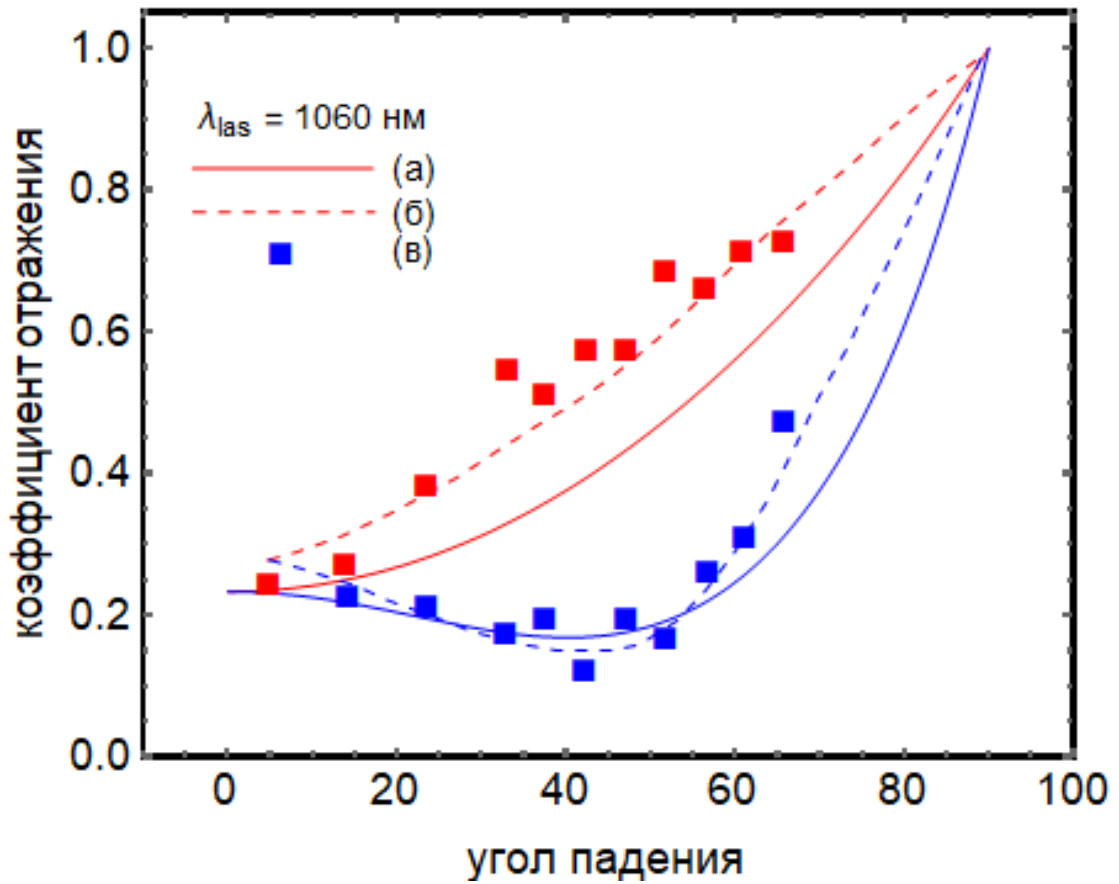


Рисунок 39–Коэффициенты отражения для s- (красные линии) и р-поляризации (синие линии), в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными для длины волны падающего излучения  $\lambda_{las} = 1060$  нм и при следующих параметрах плазмы:  $\Gamma = 1.4, \theta = 1.7$ . Данные (а) были получены методом моментов (2.2.22) с учетом (3.1.11), (б) представляют результаты [142] с учетом фиксированной ширины плазменного переходного слоя равной 290 нм, (в)- экспериментальные данные [142].

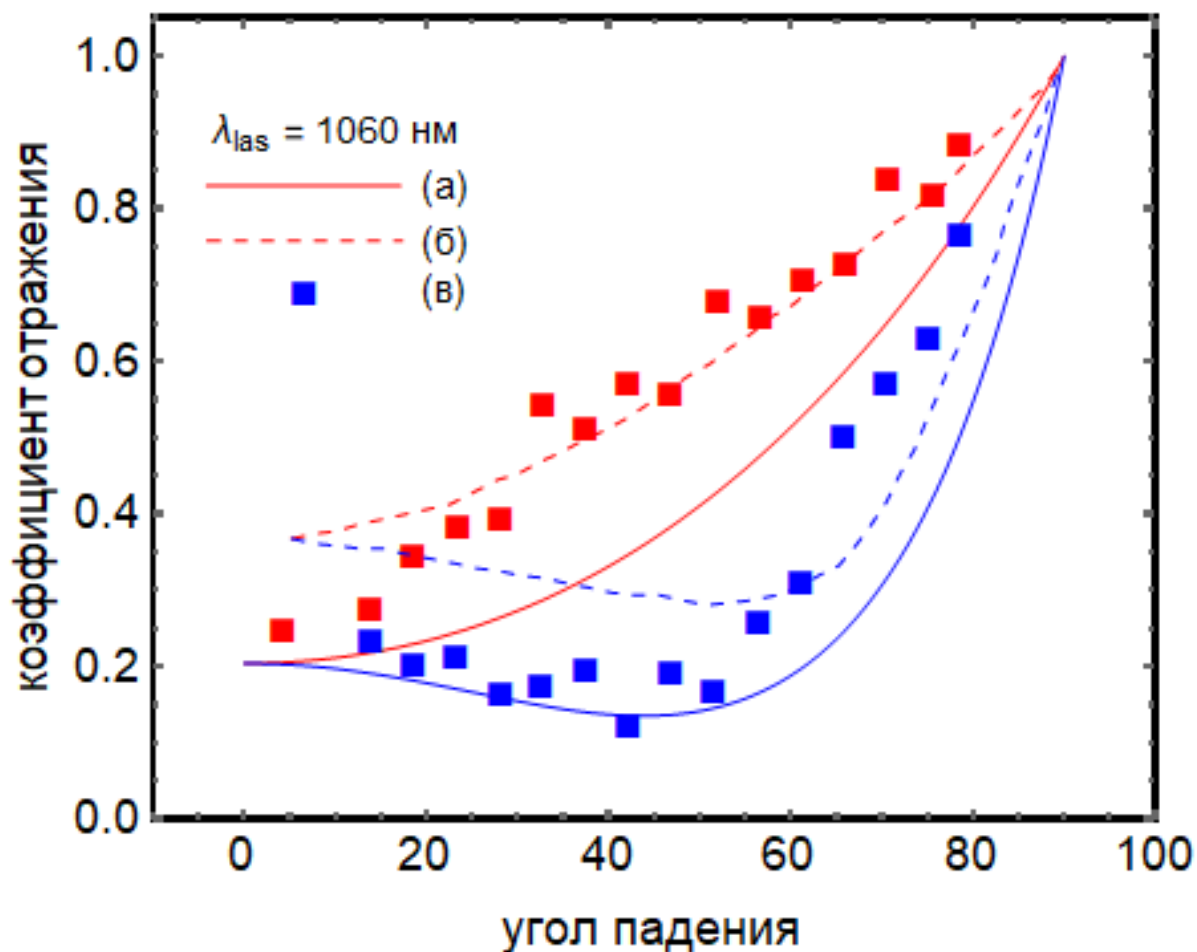


Рисунок 40–Коэффициенты отражения для s- (красные линии) и p-поляризации (синие линии), в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными для длины волны падающего излучения  $\lambda_{las} = 1060$  нм и при следующих параметрах плазмы:  $\Gamma = 1.4, \theta = 2.7$ . Данные (а) были получены методом моментов (2.2.22) с учетом (3.1.11), (б) представляют результаты [209] с учетом фиксированной ширины плазменного переходного слоя равной 0.5 нм, (в)- экспериментальные данные [209].

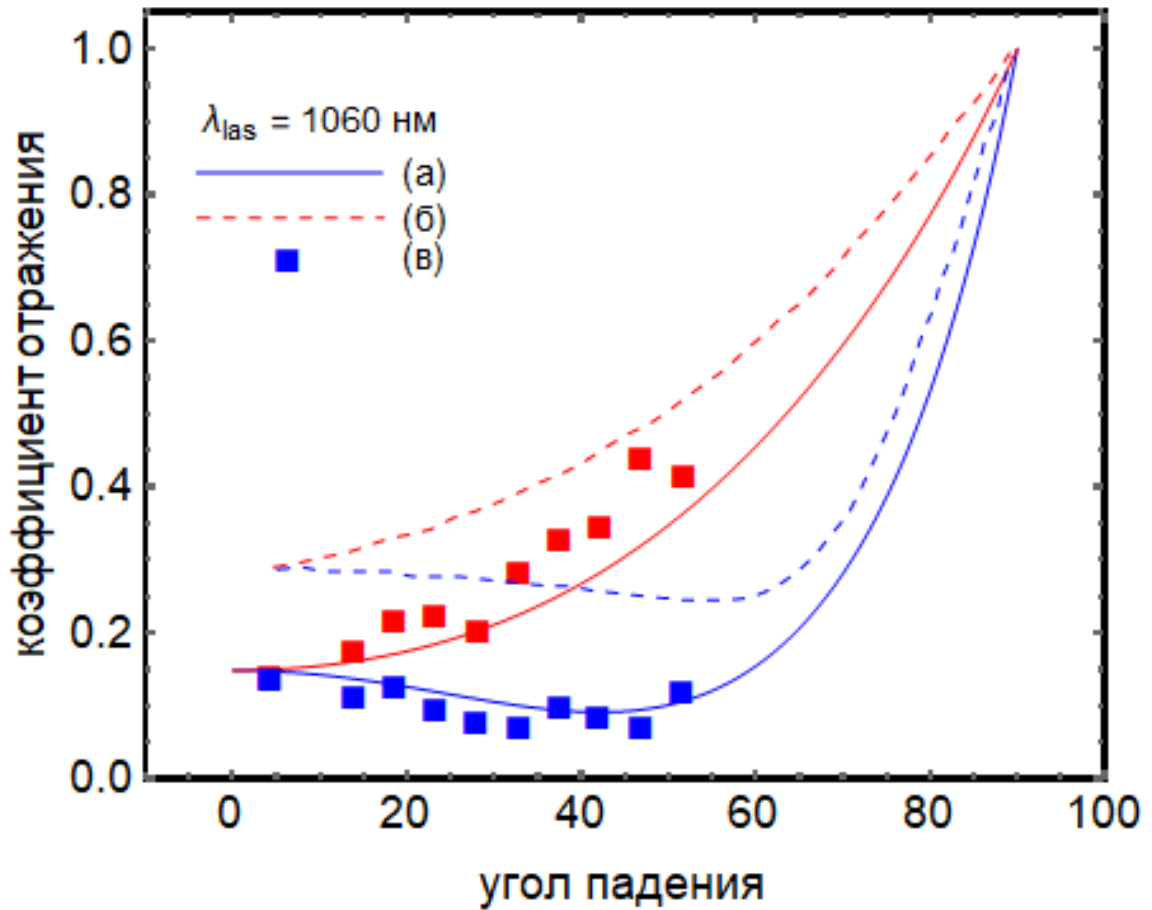


Рисунок 41—Коэффициенты отражения для s- (красные линии) и p-поляризации (синие линии), в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными для длины волны падающего излучения  $\lambda_{las} = 1060 \text{ нм}$  и при следующих параметрах плазмы:  $\Gamma = 1.2, \theta = 3.5$ . Данные (а) были получены методом моментов (2.2.22) с учетом (3.1.11), (б) представляют результаты [209] с учетом фиксированной ширины плазменного переходного слоя равной 0.5 нм, (в)- экспериментальные данные [209].

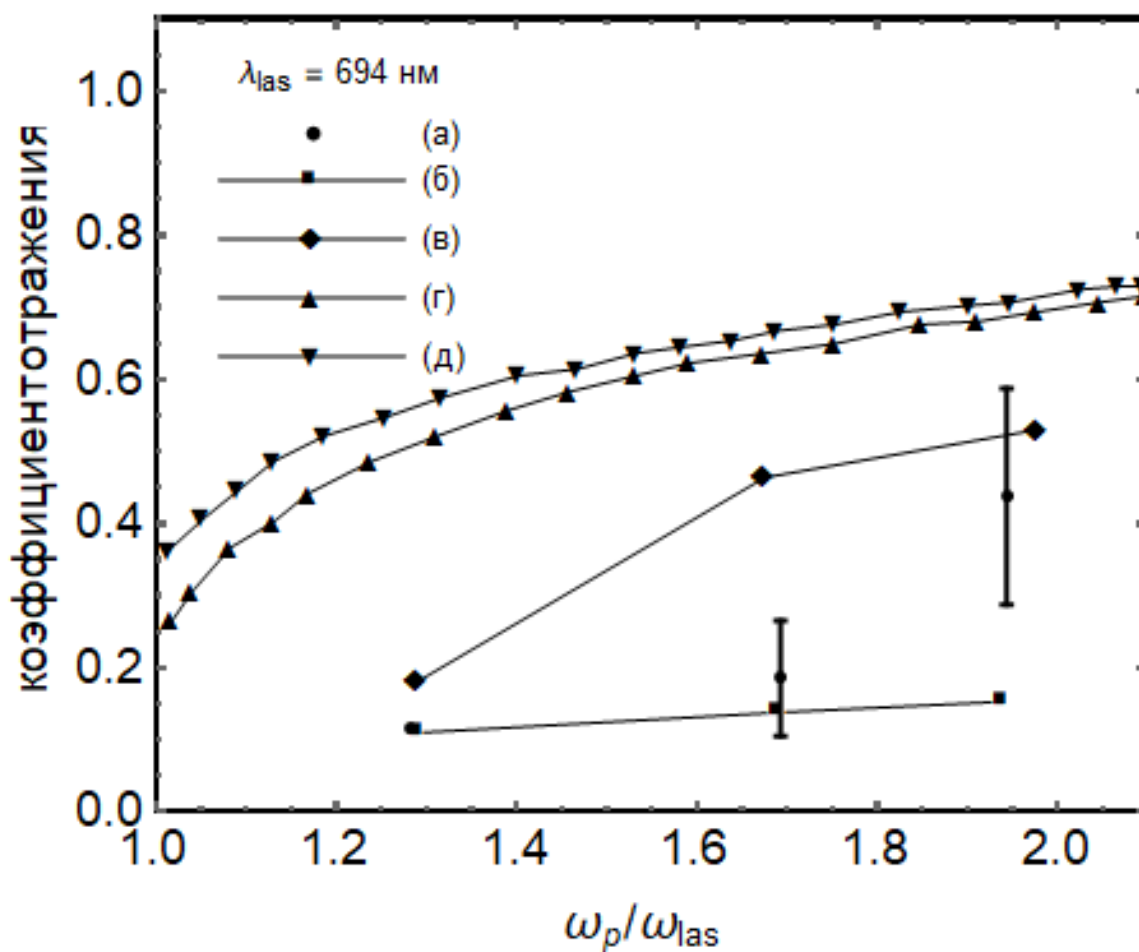


Рисунок 42—Коэффициенты отражения для s-поляризации, в зависимости от  $\omega_p$  -плазменной частоты, нормированной на  $\omega_{las}$  - частоту падающего излучения, в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными и данными численного моделирования для различных длин волн при нулевом угле падения излучения на плазму. Точки (а) представляют экспериментальные данные [137,138], данные (б) были получены методом моментов (2.2.22) с учетом (3.1.11), (в) - представляют результаты моделирования [125], (г, д) – теоретические результаты работы [125].

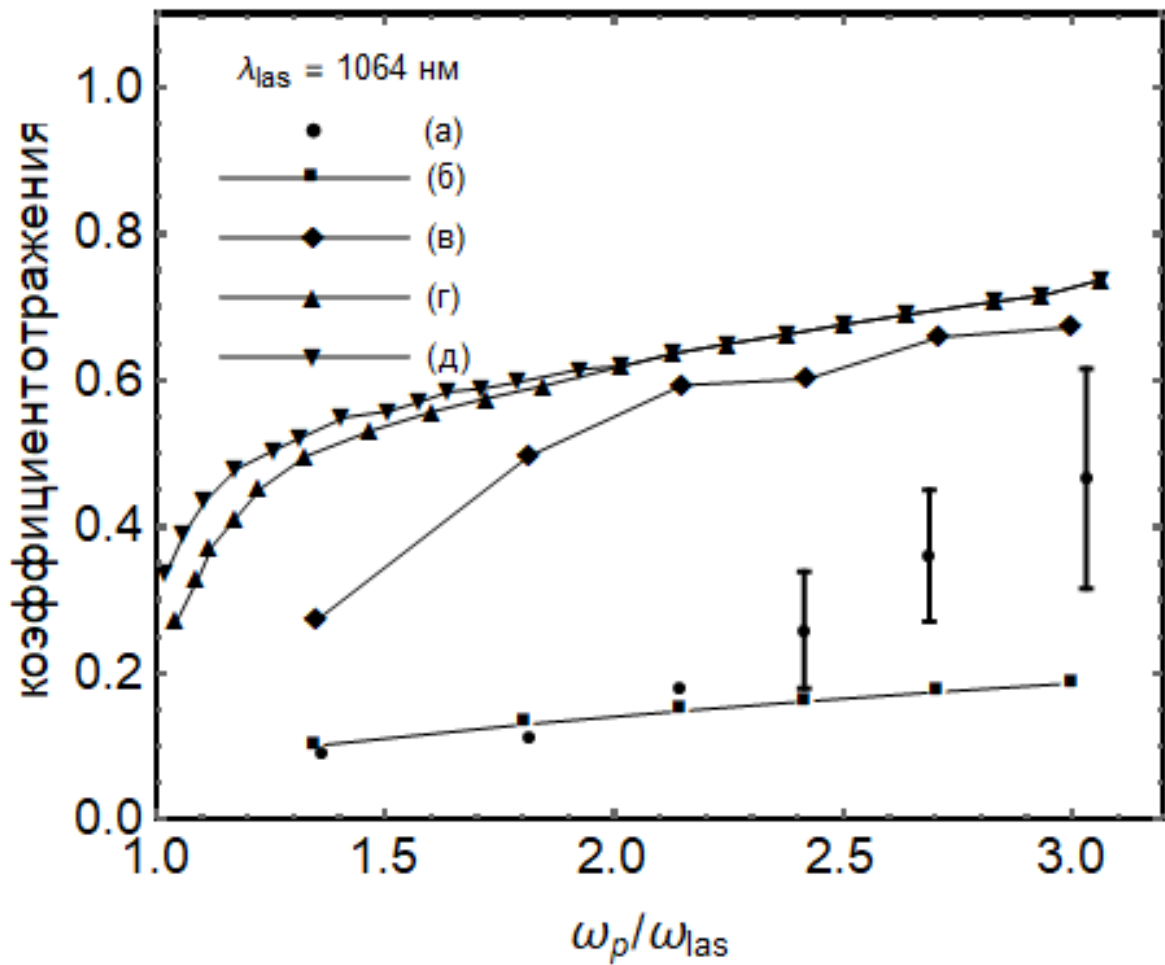


Рисунок 43–Коэффициенты отражения для р- поляризации, в зависимости от  $\omega_p$  -плазменной частоты, нормированной на  $\omega_{las}$  - частоту падающего излучения, в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными и данными численного моделирования для различных длин волн при нулевом угле падения излучения на плазму. Точки (а) представляют экспериментальные данные [137,138], данные (б) были получены методом моментов (2.2.22) с учетом (3.1.11), (в) - представляют результаты моделирования [125], (г, д) – теоретические результаты работы [125].

Из рисунков 37-43 видно, что полученные значения для коэффициента отражения при перпендикулярном падении излучения, в отличие от других теоретических и расчетных работ, близки к экспериментальным результатам [137,138] при малых электронных концентрациях, но отличаются при больших значениях. По-видимому, такие отличия могут быть существенно уменьшены при уточнении вида ФПН, входящих в расчетные формулы. Полученная в результате расчетов близость значений коэффициента отражения электромагнитного излучения от слоя плазмы к экспериментальным данным, позволяет сделать заключение о правильности используемого в работе математического аппарата и применимости физической модели. Отличием предлагаемого метода от других теоретических и расчетных оценок является отсутствие подгоночных соотношений и малых параметров. Предложенные теоретические результаты по исследованию отражения электромагнитных волн различной поляризации от плазмы, по крайней мере полуколичественно согласующиеся с экспериментальными данными, указывают на возможность определения электронной концентрации (диагностики) плотной плазмы на основе представленного метода. Использование более точных статических характеристик и отказ от статической модели функции-параметра Неванлинны, как ожидается, приведёт к улучшению согласия с экспериментальными данными. Результаты были опубликованы в [118,119,214].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной диссертационной работе приведены теоретические результаты расчетов динамических и оптических свойств плотной неидеальной плазмы, которая встречается в астрофизических объектах и является рабочим телом в установках по термоядерному синтезу.

В ходе работы были получены следующие основные результаты:

1. Для описания коллективных процессов в квазиклассической однокомпонентной плазме в широком диапазоне изменения параметра связи  $\Gamma$ , в рамках самосогласованного метода моментов, при расчетах ОДФ достаточно использовать данные интерполяции [165] результатов численного моделирования статического структурного фактора. При сравнении динамических характеристик системы с экспериментальными данными получено качественное согласие. Таким образом, можно говорить об устойчивости результатов моментного подхода в отношении точности входных (статических) данных.
2. Поляризационная тормозная способность сильно заряженных частиц электронным кулоновским газом определена в рамках самосогласованного интерполяционного метода моментов. Показано, что предложенный вариант метода способен описывать потери энергии заряженной частицы, движущейся в разогретой плотной классической электронной плазме, с удовлетворительной точностью для низких и высоких скоростей налетающего заряда, но с большими отклонениями для промежуточных скоростей пучка. Расхождение в отношении высоты пика Брэгга должно быть изучено в дальнейшем с использованием более точных данных ФПН, то есть вне предложенной версии моментного подхода. Следует обратить внимание, что нигде в расчетах не использовались никакие подгоночные параметры.
3. Предложенные теоретические результаты по исследованию отражения электромагнитных волн различной поляризации от плазмы, по крайней мере качественно согласующиеся с экспериментальными данными, что указывает на возможность определения электронной концентрации (диагностики) плотной плазмы на основе представленного метода. Использование более точных статических характеристик и отказ от статической модели функции-параметра Неванлинны, как ожидается, приведёт к улучшению согласия с экспериментальными данными.

На основании вышеизложенного можно сделать следующее заключение: проведенные исследования и результаты, полученные в диссертации, позволяют предсказывать динамические характеристики и оптические свойства экспериментально изучаемых видов плазмы, встречающихся в установках управляемого термоядерного синтеза и астрофизических объектах.

Результаты исследований развивают теорию плотных кулоновских систем, имеют определенное практическое значение для диагностики плазмы.

На основе результатов диссертационной работы были опубликованы статьи в рейтинговых журналах с ненулевым импакт-фактором, а также сделаны доклады в международных конференциях.



## Список использованных источников

- 1 Chen F.F. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion: Volume 1: Plasma Physics. – Springer, Berlin 2010. – 438 p.
- 2 Bini D., Cherubini C., and Filippi S. // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol.83. –Iss.6. – P. 064039-1-15.
- 3 Berdyugina S. V., Berdyugin A. V., and Piirola V. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol.99. –Iss.9. – 091101p.
- 4 Killian C., Pattard T., Pohl T., and Rost J. M. // Phys. Rep. –2007. – Vol. 77. – 449 p.
- 5 Yan M., DeSalvo B. J., Huang Y., Naidon P., and Killian T. C. // Phys. Rev. Lett. –2013. –Vol. 111. – 150402 p.
- 6 Alexander S., Chaikin P. M., Grant P., Morales G. J., and Pincus P. // J. Chem. Phys. – 1984. –Vol. 80. – 5776 p.
- 7 Kremer K., Robbins M. O., and Grest G. S., Phys. Rev. Lett. –1986. – Vol.57. – 2694 p.
- 8 Dubin D. H. E. and O’Neill T. M. // Rev. Mod. Phys. –1999. –Vol. 71. – 87p.
- 9 Gilbert S. L., Bollinger J. J., and Wineland D. J. // Phys. Rev.Lett. – 1988. –Vol. 60. – 2022p.
- 10 Raizen M. G., Gilligan J. M., Bergquist J. C., Itano W. M., and Wineland D. J. // Phys. Rev. A. –1992. –Vol. 45. – 6493p.
- 11 Kalman G., Rosenberg M., and DeWitt H. E. // Phys. Rev. Lett. –2000. –Vol. 84. – 6030p.
- 12 Kaw P. K. and Sen A. // Phys. Plasmas. –1998. –Vol. 5. – 3552p.
- 13 Murillo M. S. // Phys. Rev. Lett. –2000. –Vol. 85. – 2514p.
- 14 Ohta H. and Hamaguchi S. // Phys. Rev. Lett. –2000. Vol. 84. – 6026p.
- 15 Murillo M. S.// Phys. Plasmas. –2004. –Vol. 11. – 2964p.
- 16 Fortov V., Iakubov I., and Khrapak A. Physics of Strongly Coupled Plasma. – Clarendon, Oxford 2006. –535p.
- 17 Graziani F., Desjarlais M. P., Redmer R., and Trickey S. D. B. Frontiers and Challenges in Warm Dense Matter. –Springer, Berlin 2014. –282p.
- 18 Kalman G., Golden K.I. Response function and plasmon dispersion for strongly coupled Coulomb liquids // Phys Rev. A. – 1990. – Vol. 41. – P. 5516-5527.
- 19 Golden K.I., Kalman G., Wyns P. Dielectric tensor and shear-mode dispersion for strongly coupled Coulomb liquids: Three-dimensional one-component plasmas // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46. – P. 3454-3462.
- 20 Golden K.I., Kalman G., Wyns P. Response function and plasmon dispersion for strongly coupled Coulomb liquids: Two-dimensional electron liquid // Phys. Rev. A. – 1990. – Vol. 41. – P. 6940-6948.
- 21 Golden K.I., Kalman G., Wyns P. Dielectric tensor and shear-mode dispersion for strongly coupled Coulomb liquids: Two-dimensional electron liquid // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46. – P. 3463-3470.

- 22 Golden K.I., Kalman G. Correlations Destroy Acoustic Plasmons in Superlattices // *Phys. Status Solids B.* – 1993. – Vol. 180. – P. 533-540.
- 23 Kalman G., Valtchinov V., Golden K.I. Collective Modes in Strongly Coupled Electronic Bilayer Liquids // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82. – P. 3124-3127.
- 24 Donkó Z., Kalman G.J., Hartmann P., Golden K.I., Kutasi K. Dynamical Structure Functions, Collective Modes, and Energy Gap in Charged-Particle Bilayers // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 90. – P. 226804-1 – 4.
- 25 Donkó Z., Hartmann P., Kalman G.J., Golden K.I. Simulations of strongly coupled charged particle systems: static and dynamical properties of classical bilayers // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 2003. – Vol. 36. – P. 5877-5885.
- 26 Golden K.I., Kalman G.J. Quasilocalized charge approximation in strongly coupled plasma physics // *Phys. Plasmas.* – 2000. – Vol. 7. – P. 14-32.
- 27 Rosenberg M., Kalman G. Dust acoustic waves in strongly coupled dusty plasmas // *Phys. Rev. E.* – 1997. – Vol. 56. – P. 7166-7173.
- 28 Kalman G.J., Hartmann P., Donkó Z., Rosenberg M. Two-Dimensional Yukawa Liquids: Correlation and Dynamics // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 92. – P. 065001-1 – 4.
- 29 Donkó Z., Hartmann P., Kalman G.J., Rosenberg M. Static and dynamic properties of 2-dimensional strongly coupled Yukawa liquids // *Contrib. Plasma Phys.* – 2003. – Vol. 43. – P. 282-284.
- 30 Ichimaru S. *Statistical Plasma Physics: Condensed Plasmas* // New York: Addison-Wesley, 1994. – Vol. 1,2.
- 31 Tanaka S., Ichimaru S. Dynamic theory of correlations in strongly coupled, classical one-component plasmas: Glass transition in the generalized viscoelastic formalism // *Phys. Rev. A.* – 1987. – Vol. 35. – P. 4743-4754.
- 32 Lee M.H. Derivation of the generalized Langevin equation by a method of recurrence relations // *J. Math. Phys.* – 1983. – Vol. 24. – P. 2512-2514.
- 33 Lee M.H. Solutions of the generalized Langevin equation by a method of recurrence relations // *Phys. Rev. B.* – 1982. – Vol. 26. – P. 2547-2551.
- 34 Hong J., Kim Ch. Dynamic structure of strongly coupled one-component plasmas // *Phys. Rev. A.* – 1991. – Vol. 43. – P. 1965-1971
- 35 Baimbetov F.B., Bekenov M.A., Ramazanov T.S. Effective potential of semiclassical hydrogen plasmas // *Phys. Lett. A.* – 1995. – Vol. 197. – P. 157-160.
- 36 Kelbg G. Einige Methoden der statistischen Thermodynamik hochionisierter Plasmen // *Ergebnisse der Plasma Physik und Gaselektronik.* – Berlin: Akademie-verlag. - 1972. – Vol 3. – P. 3-364.
- 37 Deutsch C. Nodal Expansion in a Real Matter Plasma // *Phys. Lett. A.* - 1977. - Vol. 60. - P. 317.
- 38 Архипов Ю.В., Баимбетов Ф.Б., Давлетов А.Е., Стариков К.В. Псевдопотенциальная теория плотной высокотемпературной плазмы: Алматы, 2002. – 113 с.

- 39 Drude, P. Zur Elektronentheorie der Metalle // *Annalen der Physik.* – 1900. – Vol. 306. – Issue 3. – P.566-613
- 40 Lindhard J. On the properties of a gas of charged particles // *Mat. Fys.Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk.* – 1954. – Vol. 28. – P. 8.
- 41 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A. B., Askaruly A., Davletov A. E., and Tkachenko I. M. Dielectric function of dense plasmas, their stopping power, and sum rules // *Phys. Rev. E.* – 2014. – Vol.90. – 053102 p.
- 42 Mermin N.D. Lindhard Dielectric Function in the Relaxation-Time Approximation // *Phys. Rev. B.* – 1970. - Vol. 2. –2362 p.
- 43 Адамян С. В., Ткаченко И. М., Диэлектрическая проводимость неидеальной плазмы. Лекции по физике неидеальной плазмы. Ч.1.. Одесса: Одесский государственный университет, 1988. – 66 с.
- 44 Ortner J. // *Phys. Scr. T.* – 2000. – Vol.84. – 69 p.
- 45 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Syzganbaeva S., Tkachenko I.M. Dense Plasma Dynamic Structure Factor Simulation Data vs. the Method of Moments // *Contributions to Plasma Physics.* – 2015.- Vol. 55. – No.5. – P.381-389.
- 46 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A. B., Askaruly A., Davletov A. E., and Tkachenko I. M., *Phys. Rev. E.* –2015. – Vol. 91. – 019903 p.
- 47 Arkhipov Yu. V., Askaruly A., Davletov A. E., Dubovtsev D. Yu., Donkó Z., Hartmann P., Korolov I., Conde L., and Tkachenko I. M. Direct Determination of Dynamic Properties of Coulomb and Yukawa Classical One-Component Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* –2017. –Vol. 119. – 045001 p.
- 48 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A., Askaruly A., Davletov A. E., Dubovtsev D. Yu., Santybayev Kh. S., Syzganbayeva S. A., Conde L., and Tkachenko I. M. *Phys. Rev. E.* – 2020. – Vol. 102. – 053215 p.
- 49 Syzganbayeva S.A., Ara J., Askaruly A., Ashikbayeva A.B., Tkachenko I.M., and Arkhipov Y.V. // Collective phenomena in a quasi-classical electron fluid within the interpolational self-consistent method of moments// *Europhysics Letters.* –2022. –Volume 140. –Number 1. – 11001p.
- 50 Архипов Ю.В., Аскарулы А., Ашикбаева А.Б., Буртебаев А., Грушевская Е.А., Дубовцев Д.Ю., Лябухина К.О., Нурсейтова М., Сызганбаева С.А., Ара Х., Колома Ю., Ткаченко И.М. О коллективных процессах в плотной кулоновской однокомпонентной плазме // *Журнал Проблем Эволюции Открытых Систем.* – 2017. – Т.19. №1. –С.42-46.
- 51 Hansen J.-P., McDonald I. R., Pollock E. L. Statistical mechanics of dense ionized matter. III. Dynamical properties of the classical one-component plasma // *Phys. Rev. A.* – 1975. – Vol. 11. – P. 1025-1039.
- 52 Donkó Z., Hartmann P., Kalman G.J., Golden K.I. Simulations of strongly coupled charged particle systems: static and dynamical properties of classical bilayers // *J. Phys. A: Math. Gen.* – 2003. – Vol. 36. – P. 5877-5885.
- 53 Wierling A., Pschiwul T., Zwicknagel G. Dynamic response of a one-component plasma at moderate coupling // *Physics of Plasmas* – 2002. – Vol. 9 (12). – P. 4871-4878.

- 54 Mithen J. P., Daligault J., and Gregori G. Comparative merits of the memory function and dynamic local-field correction of the classical one-component plasma // *Phys. Rev. E.* – 2012. – Vol.85. – 056407 p.
- 55 Gericke D.O., Schlages M. Beam-plasma coupling effects on the stopping power of dense plasmas // *Phys.Rev.E.* – 1999. – Vol.60. – P.904-910.
- 56 Militzer B., Ceperley D. M. Path integral Monte Carlo simulation of the low-density hydrogen plasma // *Phys. Rev. E.* – 2001. – Vol. 63, No. 6. – 066404p.
- 57 Zwicknagel G. Theory and simulation of heavy ion stopping in plasma *Laser Part. Beams.* – 2009. – Vol.27. – 399 p.
- 58 Dornheim T., Moldabekov Zh. A., and Vorberger J. Ab initio path integral monte carlo simulation of the uniform electron gas in the high energy density regime // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 2020. – Vol. 62. – 075003 p.
- 59 Moldabekov Zh. A., Dornheim T., Bonitz M., and Ramazanov T. S. Ion energy-loss characteristics and friction in a free-electron gas at warm dense matter and nonideal dense plasma conditions *Phys.Rev.E.* – 2020. – Vol.101. – 053203 p.
- 60 Ortner J., Schautz F., and Ebeling W. Quasiclassical molecular-dynamics simulations of the electron gas: Dynamic properties // *Phys. Rev. E.* – 1997. –Vol. 56. – 4665p.
- 61 C. Dorso, S. Duarte, and J. Randrup // *Phys. Lett. B.* –1987.–Vol.188.– 287 p.
- 62 C. Dorso and J. Randrup // *Phys. Lett. B.* –1988. – Vol. 215. – 611p.
- 63 Kirschbaum C. L., and Wilets L.// *Phys. Rev. A.* –1980. –Vol. 21. – 834p.
- 64 Wilets L., Henley E.M., Kraft M., and Mackellar A.P. // *Nucl. Phys. A.*1977. – Vol. 282. –341p.
- 65 Hansen J.-P., McDonald R. Microscopic simulation of a strongly coupled hydrogen plasma // *Phys. Rev. A.* - 1981.- Vol. 23 - P. 2041.
- 66 Vieillefosse P., Hansen J.-P. Statistical mechanics of dense ionized matter. V. Hydrodynamic limit and transport coefficients of the classical one-component plasma // *Phys. Rev. A.* – 1975. – Vol. 12. – P. 1106-1116.
- 67 Bernu B. and Vieillefosse P., *Phys. Rev. A.* – 1978.- Vol. 18. – 2345 p.
- 68 Zwicknagel G. and Pschiwul Th. Dynamic response of two-component model plasmas *Contrib. Plasma Phys.* – 2003. – Vol. 43. – No. 5-6. – P.393 – 397.
- 69 Kelbg G., *Ann.Physik.* – 1963. – Vol. 12. – 219p.
- 70 Deutsch C., *Phys.Lett. A.* – 1977. – Vol. 60. – 317p.
- 71 Bruecker K.A., Jorna S. Laser-driven fusion. // *Rev.Mod.Phys.* – 1974. – Vol.46. – 325 p.
- 72 Hogan W.J., Moses E., Warner B., Sorensen M., Soures J., and Hands J. The National Ignition Facility project: An update." // *Fusion Technology.* – 2001.– Vol.39(2).– P. 329-335.

- 73 Lindl J.D., Atherton L.J., Amendt P.A., Batha S., Bell P. et al. Progress towards ignition on the National Ignition Facility // Nuclear Fusion. – 2011. – Vol.51(9). –P. 324-330.
- 74 Moses E.I. The National Ignition Facility: Status and Progress Towards Fusion Ignition// Fusion Science and Technology. – 2012. – Vol. 61(1t). – P.3-8.
- 75 V.A. Smalyuk, H.F. Robey, T. Doepfner, O.S. Jones, , J.L. Milovich, et al., First results of radiation-driven, layered deuterium-tritium implosions with a 3-shock adiabat-shaped drive at the National Ignition Facility, Phys. of Plasma 22, 080703 1-5, (2015)
- 76 Abu-Shawareb H. et al. Lawson Criterion for Ignition Exceeded in an Inertial Fusion Experiment // Phys. Rev. L . –2022. –Vol. 129. – 075001p.
- 77 Bachmann B. et al. Measurement of Dark Ice-Ablator Mix in Inertial Confinement Fusion // –2022. –Vol. 129. – 275001p.
- 78 Zylstra A. B. et al. Burning plasma achieved in inertial fusion // Nature. – 2022. – Vol. 601. – P. 542-548.
- 79 Sharp W. M., Friedman A., Grote D. P. Inertial fusion driven by intense heavy ion beams // Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference. New York, USA.– 2011. – P. 1386-1393.
- 80 Caruso A. Gain of Laser Compressed DT-Fuel Ignited by Injected Triggers // Proceedings of IAEA Technical Committee Meeting on Drivers. –1995. – 325p.
- 81 Tahir N.A., Schmidt R., Brugger M., Assmann R., Shutov A. et al., with Hoffmann D.H.H. Generation of warm dense matter and strongly coupled plasmas using the High Radiation on Materials facility at the CERN Super Proton Synchrotron // Physics of Plasmas. 2009. – Vol. 16(8). – P. 082703 1-8.
- 82 Hoffmann D.H.H., Tahir N.A., Udrea S., Rosmej O., Meister C.V. et al., High Energy Density Physics with Heavy Ion Beams and related Interaction Phenomena // Contributions to Plasma Physics. –2010. – Vol. 50(1). –P.7-15.
- 83 Caruso A., Strangio C. Studies on nonconventional high-gain target design for ICF // Laser and Particle Beams - 2001. – Vol. 19. – P. 295-308.
- 84 Honrubia J.J., Fernandez J.C., Temporal M. et al. Fast ignition of inertial fusion targets by laser-driven carbon beams // Phys. Plasmas – 2009.- Vol. 16.– 102701 p.
- 85 Temporal M., Ramis R, Honrubia J.J., Atzeni S. Fast ignition by shocks generated by laser-induced protons // Plasma Phys. and Control. Fusion – 2009.– vol. 51 (3). – P. 035010.
- 86 Temporal M., Honrubia J.J., Atzeni S. Numerical study of fast ignition of ablatively imploded deuterium–tritium fusion capsules by ultra-intense proton beams // Phys. Plasmas – 2002. – Vol. 9 (7). – P. 3098-3107.
- 87 Albright B.J., Schmitt M.J., Fernandez J.C. et al Studies in capsule design for mid-Z ion-driven fast ignition // J. of Physics: Conference series. –2008. – Vol.112.– 022029 p.

- 88 Mintsev V., Gryaznov V., Kulish M., Fortov V., Sharkov B., Golubev A., Fertman A., Mescheryakov N., Suss W., Hoffmann D. H. H., Stetter M., Bock R., Roth M., Stoeckl C., and Gardes D. On measurements of stopping power in explosively driven plasma targets // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.– 1998.– Vol. 415.– Iss. 3.– P. 715–719.
- 89 Thomson J. J. Cathode Rays // Philosophical Magazine – 1897. – Vol. 44. 293 p.
- 90 Bohr N. The penetration of atomic particles through matter // Vidensk. Selsk., Mat-fys. Medd. XIII.– 1948. – Vol. 8. – 423 p.
- 91 Bethe H. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie [Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter] // Ann. Physik – 1930. – Vol. 397. – P. 325-400
- 92 Баско М. М. Физические основы инерциального термоядерного синтеза // ИТЭФ, Москва. – 2008. – 148с.
- 93 Fermi E. // Phys. Rev. – 1940. –Vol. 57. – 485p.
- 94 Lindhard J. and Winther A. , DanK. // Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. – 1964. – Vol.– 34. – 4 p.
- 95 Pines D. and Bohm D. // Phys. Rev.– 1952. – Vol. 85. – 338 p.
- 96 Akhiezer A. I. and Sitenko A. G. // Zh. Eksp. Teor. Fiz.– 1952. – Vol. 23. – 161p.
- 97 Zwicknagel G., Toepffer C., and Reinhard P. G. // Phys. Rep.– 1999. – Vol.309. – 117 p.
- 98 Ерохин К. М., Калашников Н. П. Эффект Баркаша в квазиклассическом приближении // Вестник Национального Исследовательского Ядерного Университета МИФИ. – 2015. – том 4. – № 3.– 193–200 с.
- 99 Barriga-Carrasco M.D. Influence of damping on proton energy loss in plasmas of all degeneracies // Phys. Rev. E. – 2007. - Vol. 76. – 016405 p.
- 100 Ortner J., Steinberg M. , Tkachenko I.M. Stopping Power of Magnetized and Unmagnetized Plasmas: Sum Rules and Asymptotic Forms // Contrib. Plasma Phys.–2001. –Vol. 41. –P. 295–298.
- 101 Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. - Москва: Мир, 1971. 437с.
- 102 Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н. Электродинамика плазмы. - Москва: Наука, 1974. – 719 с.
- 103 Clauser C. F. and Arista N. R. Stopping power of dense plasmas: The collisional method and limitations of the dielectric formalism // Phys. Rev. E.–2018. – Vol. 97. – 023202 p.
- 104 Clauser C. F. and Arista N. R. // Phys. Rev. E. – 2013. –Vol. 88.– 053102p.
- 105 Gericke D.O., Schlages M. Effects of strong beam-plasma coupling on the stopping power of dense plasmas // J.Phys. IV France – 2000. - vol.10. - p.481-484.

- 106 Kodanova S.K., Ramazanov T.S., Khikmetov A.K., Issanova M.K. Dynamical properties of inertial confinement fusion plasmas // *Contrib. Plasma Phys.* – 2018. – Vol. 58. – Issue 10. – P.946-951.
- 107 Barriga-Carrasco M. D. and Maynard G. // *Laser Part. Beams.* – 2006. – Vol. 24. – 55p.
- 108 Barriga-Carrasco M. D. // *Phys. Rev. E*–2006. –Vol. 73. – 026401 p.
- 109 Barriga-Carrasco M.D. Dynamical local field corrections on energy loss in plasmas of all degeneracies // *Phys. Rev. E.* – 2009. - Vol. 79. – 027401 p.
- 110 Barriga-Carrasco M.D. Proton stopping using a full conserving dielectric function in plasmas at any degeneracy *Phys. Rev. E.* – 2010. - Vol. 82. – 046403.89p.
- 111 Casas D., Barriga-Carrasco M.D. and Rubio J. Evaluation of slowing down of proton and deuteron beams in CH<sub>2</sub>, LiH, and Al partially ionized plasmas // *Phys. Rev. E.* – 2013. – vol. 88. - 033102p.
- 112 Mermin N. D. // *Phys. Rev. B.*–1970. –Vol. 1. – 2362p.
- 113 Garcia-Molina R. and Barriga-Carrasco M. D. // *Phys. Rev. A.* –2003. – Vol.68. – 054901p.
- 114 Selchow A. and Morawetz K. // *Phys. Rev. E.* –1999. – Vol. 59. – 1015 p.
- 115 Wu D., He X. T., Yu W., and Fritzsche S. Monte Carlo approach to calculate proton stopping in warm dense matter within particle-in-cell simulations *Phys. Rev. E.* –2017. –Vol. 95. – 023207p.
- 116 Paul E. Grabowski, Michael P. Surh, David F. Richards, Frank R. Graziani, and Michael S. Murillo Molecular Dynamics Simulations of Classical Stopping Power // *Phys. Rev. L.*–2013. – Vol. 111. – 215002p.
- 117 Adamyan V.M., Grubor D., Mihajlov A.A., Sakan N.M., Sreckovic V.A., Tkachenko I.M. // *J. Phys. A: Math. Gen.*– 2006.– V.39.– P. 4401–4405.
- 118 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. Optical properties of dense coulomb plasmas // *International Journal of Mathematics and Physics.* –2017.– Vol. 8. –№1.– P. 24-27.
- 119 Arkhipov Yu.V., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. Optical properties of dense plasmas//*Plasma Physics Reports.*–2020.– Vol. 46.– P.71–76.
- 120 Veysman M., Röpke G., Winkel M., Reinholz H. // *Phys. Rev. E.* – 2016. – Vol.94.– Iss.1.– P. 013203-1-23.
- 121 Rosmej S., Reinholz H., Röpke G. // *Phys. Rev. E* 2017.– Vol. 95.– Iss.6. –P. 063208-1-12.
- 122 Faussurier G., Blancard C. // *Phys. Plasmas.* –2016.– V. 23.– Iss.1.– P. 012703-1-5.
- 123 Shalenov E.O., Rosmej S., Reinholz H., Röpke G., Dzhumagulova K.N., Ramazanov T.S. Optical reflectivity based on the effective interaction potentials of xenon plasma // *Contrib. Plasma Phys.* 2017. – Vol.57. – Iss.10. –P. 486–492.

- 124 Reinholz H., Ropke G., Wierling A., Mintsev V. and Gryaznov V. – 2003. – Contrib. Plasma Phys. – Vol. 43. – P. 3–10.
- 125 Reinholz H., Ropke G., Morozov I., Mintsev V., Zaporoghets Y., Fortov V. and Wierling A. // J. Phys. A Math. Gen. – 2003. – 36. – P. 5991–5997
- 126 Reinholz H., Zaporoghets Y., Mintsev V., Fortov V., Morozov I. and Ropke G. // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 68. – 036403p.
- 127 Zaporoghets Y., Mintsev V., Gryaznov V., Fortov V., Reinholz H., Raitza T. and Ropke G. // J. Phys. A Math. Gen. – 2006. – Vol. 39. – P. 4329–4333.
- 128 Norman G., Saitov I., Stegailov V. and Zhilyaev P. // Phys. Rev. E. – 2015. – Vol. 91. – 023105p.
- 129 Norman G.E., Saitov I.M. and Stegailov V.V. // J. Exp. Theor. Phys. . – 2015. – Vol. 120. – P. 894–904.
- 130 Norman G.E., Saitov I.M. and Stegailov V.V. // Contrib. Plasma Phys. – 2015. – Vol.55. – P. 215–221.
- 131 Norman G.E., Saitov I. // Phys.Rev.E.–2016.– Vol.94.– Iss.4.– P.043202-1-8.
- 132 Saitov I. M. // Mol. Phys.–2016. –Vol. 114. –P. 446–452.
- 133 Collins G. W., Celliers P.M., Gold D.M., Da Silva L.B., Cauble R. Shock- Compression Experiments and Reflectivity Measurements in Deuterium up to 3.5 Mbar using the Nova Laser. // Contrib. Plasma Phys.– 1999.– Vol. 39.– N. 1-2.– P. 13-16.
- 134 Celliers P.M., Collins G. W., Da Silva L.B., Gold D.M., Cauble R., Wallace R. J., Foord M.E., Hammel B. A. Shock-Induced Transformation of Liquid Deuterium into a Metallic Fluid. // Phys. Rev. Lett. – 2000.– Vol. 84.– N. 24.– P. 5564-5567.
- 135 Loubeyre P., Celliers P.M., Hicks D. G., Henry E., Dewaele A., Pasley J., Eggert J., Koenig M., Occelli F., Lee K.M. Coupling static and dynamic compressions: first measurements in dense hydrogen. // High Pressure Research. – 2004.– Vol. 24.– N. 1.–P. 25-31.
- 136 Celliers P.M., Loubeyre P., Eggert J.H., Brygoo S, McWilliams R.S., Hicks D.G., Boehly T.R., Jeanloz R., Collins G.W. Insulator-to-Conducting Transition in Dense Fluid Helium. // Phys. Rev. Lett.– 2010.– Vol.104.–N.18.–184503 p.
- 137 Mintsev V.B., Zaporoghets Yu.B. Reflectivity of Dense Plasma. // Contrib. Plasma Phys.–1989.–Vol. 29.– N. 4-5.– P. 493 - 501.
- 138 Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Грязное В.К., Фортов В.Е. Коэффициент отражения плотной плазмы ксенона в красной области спектра (694 нм). // Физика экстремальных состояний вещества.Черноголовка.–2002.–С.188- 189.
- 139 Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Грязное В.К., Фортов В.Е., Рейнгольц Х., Репке Г. Отражательные свойства плотной плазмы ксенона в длинноволновой области оптического спектра. // Физика экстремальных состояний вещества. Черноголовка.– 2004.– С. 140 -141



- 140 Zaporozhets Y.B., Mintsev V.B., Gryaznov V.K., Fortov V.E., Reinholz H. and Ropke G. //Physics of Extreme States of Matter.–2009. –P. 194–197.
- 141 Zaporozhets Y.B., Mintsev V.B., Gryaznov V.K., Reinholz H., Ropke G., Omarbakiyeva Y.A. and Fortov V.E. // J. Phys.: Conf. Ser.– 2015.–Vol.653.– 012110 p.
- 142 Zaporozhets Y. , Mintsev V., Reinholz H. , and RöpkeG. The optical properties of shock-compressed partiallyionized strongly non-ideal plasma//J. Phys.: Conf. Ser. – 2019.–Vol.1147.– 012099p.
- 143 Райзер Ю.П. Физика газового разряда // Москва «Наука», Гл. ред. физ-мат. лит.–1992.–536с.
- 144 Баранец Н., Ружин Ю., Ерохин Н., Афонин В., Войта Я., Шмилауэр Я., Кудела К., Матишин Я., Чобану М. // Косм. наука технол.– 2014.– Т. 20.– № 5. С. 3–26.
- 145 Баранец Н.В., Соболев Я.П., Чобану М., Войта Я., Шмилауэр Я., Клос З., Роткель Х., Кирага А., Кудела К., Матишин Я., Афонин В.В., Рябов Б.С., Исаев Н.В. // Физика плазмы. – 2007.– Т. 33. – № 12.– С. 1086—1106.
- 146 Das A., Dave Shreyansh S., Saumia P. S., Srivastava Ajit M. // Phys. Rev. C.– 2017.–V. 96.–Iss.3.–P.034902-1-14..
- 147 Bliokh Yury P., Felsteiner J. and Slutsker Yakov Z. // Phys. Rev. Lett. – 2005.– V.95. –Iss.16. –P. 165003-1-4.
- 148 Luan S. X., Yu W., Li F. Y., Wu Dong, Sheng Z. M., Yu M. Y., and Zhang J. //Phys.Rev.E.–2016.–V.94.–Iss.5.–P. 053207-1-5.
- 149 Ohzu A., Ito K. // J. Applied Physics.– 2003.– Vol.93.–N. 12.–P. 9477-9482.
- 150 Веретенников В.А., Гурей А.Е., Писарчик Т., Полухин С.Н., Рупасов А.А., Саркисов Г.С., Семенов О.Г., Шиканов А.С. // Физика плазмы.–1990.–Т. 16.– С.818-822.
- 151 Алиханов Г.С., Васильев В.И., Кононов Э.Я., Кошелев Ю.В., Сидельников Ю.В., Топорков Д.А. // Физика плазмы.– 1984. –Т. 10.– С. 1051.
- 152 Ebeling, W., Filinov, A., Bonitz, M., Filinov, V., Pohl, T. The method of effective potentials in the quantum-statistical theory plasmas// J. Phys.–2006.– Vol. 39.– P.4309.
- 153 Zaporozhets Yu.B., Mintsev V.B., Gryaznov V.K., Reinholz H., Ropke G. and Fortov V.E. //J. Phys.: Conf. Ser.–2016. –Vol. 774. – 012141p.
- 154 Zaporozhets Y. B., Omarbakiyeva Y. A., Reinholz H., Röpke G., Mintsev V. B., Gryaznov V. K. // Contrib. Plasma Phys.–2016.– Vol.56.– Iss.5.– P. 467-475.
- 155 Khrapak S.A., Trigger S.A. To the optical properties of moderately non-ideal plasma // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer June 2022. – Vol.290. – P.108297.
- 156 Nevanlinna R. , Asymptotische Entwicklungen beschränkter Funktionen und das Stieltjessche Moment en problem, Suomalaisen tiede a katemian kustantama, Helsinki.– 1922. –P.1-53;

- 157 Tkachenko I.M. // Phys. Rev. E. –1998.– Vol.57. – 3676p.
- 158 Tkachenko I.M. , Urrea M. , Fernández P. Algoritmos de reconstrucción de funciones de distribución // Universidad Politécnica de Valencia. –1996. – 354p.
- 159 Tkachenko I.M., Arkhipov Yu.V., Askaruly A. The method of moments and its applications in plasma physics. – Germany: Lap Lambert Academic Publishing, 2012. – 125 p.
- 160 Perel V. I. and Eliashberg G. M. // Zh. Eksp. Teor. Fiz.– 1961.–Vol. 41.– 886p.
- 161 Mahan G. Many-Particle Physics, in: Physics of Solids and Liquids // Springer Science & Business Media. –1990. – 1032 p.
- 162 Mithen J. P., Daligault J., Crowley B. J. B, and Gregori G. // Phys. Rev. E.–2011. – Vol. 84. – 046401p.
- 163 Landau L. D., Lifshitz E. M. Física Estadística. Curso de Física Teórica // Ed. Reverté, –2002. –Vol. 5.-614 p.
- 164 Ng K.-Ch. Hypernetted chain solutions for the classical one-component plasma up to  $\Gamma = 7000$  // J. Chem. Phys. – 1974. – Vol. 61. – P. 2680-2689.
- 165 Bretonnet J.-L., Derouiche A. // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. – 9255p.
- 166 Young D.A., Corey E.M., DeWitt H.E.// Phys. Rev. A.–1991.–Vol. 44. –6508p.
- 167 Desbiens N., Arnault P., and Clérouin J. Parametrization of pair correlation function and static structure factor of the one component plasma across coupling regimes // Phys. Plasmas. 2016. – Vol. 23. – 092120p.
- 168 Choi Y., Dharuman G., and Murillo M. S.// Phys. Rev. E.–2019. –Vol. 100.– 013206p.
- 169 Khrapak S.A., Klunov B., Couedel L., Thomas H.M. // Phys. Plasmas. –2016. –Vol. 23. –023702p.
- 170 Böhme M., Zhandos A. Moldabekov, J. Vorberger, and T. Dornheim Static Electronic Density Response of Warm Dense Hydrogen: Ab Initio Path Integral Monte Carlo Simulations // Phys. Rev. Lett.–2022. – Vol. 129.– 066402p.
- 171 Dornheim T., Groth S., and Bonitz M.// Phys. Rep. –2018. –Vol. 744.– 1p.
- 172 Dornheim T., Groth S., Sjoström T. , . Malone F. D, Foulkes W. M. C., and Bonitz M. //Phys. Rev. Lett.– 2016. –Vol. 117.– 156403p.
- 173 Shen L. and Yang W. // J. Chem. Theory Comput. –2018. –Vol. 14(3). –1442 p.
- 174 Singwi K. S., Tosi M. P. , Land R. H. // Phys. Rev. 1968 .– Vol.176.– 589p.
- 175 Tanaka S. and Ichimaru S. // J. Phys. Soc. Jpn.–1986.–Vol. 55.–2278p.
- 176 Nozières Ph. and Pines D. Theory of Quantum Liquids //Avalon Publishing. –1999. –574 p.
- 177 Kalman G. and Golden K. I. // Phys. Rev. A 1990. –Vol. 41.– 5516p. (1990); Golden K. I. and Kalman G. J.// Phys. Plasmas. –2000.–Vol. 7.–14p.

- 178 Kadanoff L. P. and Martin P. C. // Ann. Phys. (N. Y.).—1963. —Vol. 24.— 419p.
- 179 Martin P. C. and Yip S. // Phys. Rev.—1968.—Vol. 170.— 151p.
- 180 Gorobchenko V. D. and Maksimov E. G. // Usp. Fiz. Nauk.—1980.—Vol. 130.— 65p.
- 181 Архипов Ю.В., Ашикбаева А.Б., Аскарулы А., Д. Дубовцев Д.Ю., Мурсал Н., Сызганбаева С.А., Ткаченко И.М.. Динамические структурные факторы модельной неидеальной плазмы // Журнал проблем эволюции открытых систем. — 2018.— Т.20. №1. — Р. 68–73
- 182 Сызганбаева С.А., Сейдалиева М.С. Динамические свойства классической однокомпонентной плазмы в рамках самосогласованного интерполяционного метода моментов // Международная научная конференция студентов и молодых ученых "Фараби элемі", Алматы, Казахстан. — 2022.
- 183 Arkhipov Yu. V. , Ashikbayeva A.B. , Askaruly A., Bonitz M., Conde L. , Davletov A.E., Dornheim T., Dubovtsev D. Yu., Groth S., Santybayev Kh., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. Sum rules and exact inequalities for strongly coupled one-component plasmas // Contributions to Plasma Physics. — 2018. — V.58(10). — P. 967-975.
- 184 Das A. K. // J. Phys. F: Met. Phys. —1975. —Vol. 5. — 2035p.
- 185 Bobin J. L. Controlled Thermonuclear Fusion // World Scientific, Singapore. —2014. — 216 p.
- 186 McKenna P. et al. // Phys. Rev. Lett.— 2003. — Vol.91. — 075006p.
- 187 Xu G. et al. // Phys. Rev. Lett. — 2017.— Vol. 119. — 204801.
- 188 Tahir N. A., Schmidt R., Shutov A. , Lomonosov I. V., Piriz A. R., Hoffmann D. H. H., Deutsch C. , Fortov V. E // Phys. Rev. E.— 2009.— Vol. 79.— 046410p.
- 189 Nuckols J., Wood L., Thiessen A., Zimmermann G. // Nature.— 1972.— Vol.239.— 139p.
- 190 Winterberg F. // Phys. Rev.A. — 1981.— 24.— 2168 p.
- 191 Payne G. L., Perez J. D. // Phys. Rev. A.— 1980.— Vol. 21.— 976p.
- 192 Frank A. et al. // Phys. Rev. Lett.— 2013.— Vol. 110.— 115001p.
- 193 A. B. Zylstra et al. // Phys. Rev. Lett. — 2015.— Vol.114.— 215002p.
- 194 Frenje J. A. et al. // Phys. Rev. Lett.— 2015— Vol. 115.— 205001p.
- 195 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D. Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Stopping power of an electron gas: The sum rule approach // Contributions to Plasma Physics. —2019. —V.59(6). — P. e201800171.
- 196 Arista N. R. Low-velocity stopping power of semidegenerate quantum plasmas // J. Phys. C: Solid State Physics — 1985. — Vol. 18. — 5127 p.
- 197 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ashikbayeva A.B., Dubovtsev D.Y., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. Stopping of charged particles in dense one-component plasmas // Recent Contributions to Physics.— 2018.— No2 (65).

- 198 Yan X.-Z., Tanaka S., Mitake S. and Ichimaru S. Theory of interparticle correlations in dense, high-temperature plasmas. IV. Stopping power // Phys. Rev. A. – 1985. – Vol. 32. – 1785 p.
- 199 Tanaka S. and Ichimaru S. // J. Phys.Soc. Jpn. 1985. – Vol. 54.– 2537p.
- 200 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A.B., Zhumabekova A., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M.. Торможение и разброс потерь энергии заряженных частиц в плотной однокомпонентной плазме // Журнал проблем эволюции открытых систем. – 2019. – Т.21. - №1. – P. 7-12.
- 201 Young F. C., Mosher D., Stephanakis S. J., Goldstein S. A. and Mehlhorn T. A. Measurements of Enhanced Stopping of 1-MeV Deuterons in Targetablation Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 49. – P. 549– 553.
- 202 Belyaev G. et al. Measurement of the Coulomb energy loss by fast protons in a plasma target // Phys. Rev. E. – 1996. – Vol. 53. – P. 2701-2707.
- 203 Golubev A. et al. Dense plasma diagnostics by fast proton beams // Phys.Rev. E. – 1998. – Vol. 57. – P. 3363-3367.
- 204 Gericke D. O.// Laser Part. Beams.– 2002.–Vol. 20.– 471p.
- 205 Gericke D. O., Schlanges M. // Phys. Rev. E.– 2003.–Vol. 67.– 037401p.
- 206 Dufty J. W., Berkovsky M. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 1995.–Vol. 96.– 626p.
- 207 Ortner J., Tkachenko I. M.// Phys. Rev. E.– 2001.–Vol. 63.– 026403p.
- 208 Peter T., Meyer-ter-Vehn J.// Phys. Rev. A.– 1991.–Vol. 43.– 1998p.
- 209 Zaporozhets Y., Mintsev V. , Reinholz H., and Röpke G. The interaction of laser radiation with strongly coupled plasmas // J. Phys.: Conf. Ser. – 2021.– Vol.1787. – 012048p.
- 210 Reinholz H., Redmer R., Röpke G., and Wierling A. // Phys. Rev. E. – 2000. – V.62. – Iss.4.– P.5648-5666.
- 211 Selchow A., Reinholz H., Röpke G., Wierling A., Pschiwul T., Zwicknagel G.// Phys. Rev. E.–2001.– V.64,– Iss.5. – P.056410-1-10.
- 212 Arkhipov Yu.V., Askaruly A., Ballester D., Davletov A.E., Meirkanova G. M., Tkachenko I. M. // Phys. Rev. E. – 2007.– Vol. 76.– Iss.2.– P. 026403-1–9.
- 213 Архипов Ю.В., Баимбетов Ф.Б., Давлетов А.Е., Стариков К.В. Псевдопотенциальная теория плотной высокотемпературной плазмы. – Алматы: Қазақ Университеті, 2002. – 113 с.
- 214 Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Syzganbayeva S.A., Mazhit Z. Исследование коэффициента отражения плотной двухкомпонентной плазмы// Вестник. Серия Физическая (ВКФ).–2019. – Vol. 70.– N. 3.– P. 30-36.