

Національна академія наук України
Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова

МОМОТ АНДРІЙ ІВАНОВИЧ

УДК 533.9

**ЕФЕКТИВНІ ВЗАЄМОДІЇ ТА ФЛУКТУАЦІЇ
У ЗАПОРОШЕНІЙ СЛАБКОІОНІЗОВАНІЙ ПЛАЗМІ**

01.04.02 – теоретична фізика

Автореферат
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ – 2019

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка, МОН України.

Науковий консультант: академік НАН України,
доктор фізико-математичних наук, професор
Загородній Анатолій Глібович,
Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН
України, директор

Офіційні опоненти: член-кореспондент НАН України,
доктор фізико-математичних наук, професор
Головко Мирослав Федорович,
Інститут фізики конденсованих систем НАН України,
головний науковий співробітник відділу теорії м'якої ре-
човини

доктор фізико-математичних наук, професор
Денисенко Ігор Борисович,
Харківський національний університет імені
В.Н. Каразіна,
професор кафедри прикладної фізики та фізики плазми

доктор фізико-математичних наук, професор
Ребенко Олексій Лукич,
Інститут математики НАН України,
головний науковий співробітник відділу математичної фі-
зики

Захист відбудеться «05» грудня 2019 р. об 11⁰⁰ годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01 Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова Національної академії наук України за адресою: вул. Метрологічна 14-б, м. Київ, 03143, Україна.

З дисертацією можна ознайомитись у науковій бібліотеці Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова Національної академії наук України за адресою: вул. Метрологічна 14-б, м. Київ, 03143, Україна.

Автореферат розісланий «31» жовтня 2019 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01,
доктор фізико-математичних наук

В. Є. Кузьмичев

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Запорошена (комплексна) плазма являє собою плазму із дрібними частинками конденсованої речовини (порошинками). Потрапивши у плазму, або сформувавшись у хімічно-активній плазмі, порошинки як з провідного, так і діелектричного матеріалу накопичують на собі великий, зазвичай від'ємний, електричний заряд. Порошинки є центрами рекомбінації плазми, тому виникають потоки електронів та іонів до поверхонь порошинок. У стаціонарному стані повний струм на поверхню порошинки рівний нулю. Заряд порошинки підтримується плазовими потоками, тому він не є фіксованим і реагує на зміни параметрів плазми. Поява заряджених порошинок у плазмі суттєво впливає на її властивості і ускладнює теоретичний опис.

Обґрунтування вибору теми дослідження. Запорошена плазма часто зустрічається у природі й активно вивчається лабораторно. Заряджені порошинки відіграють важливу роль у космічній плазмі міжзоряного простору, хвостах комет, планетарних кільцях та іоносферах планет. Порошинки виявлено поблизу штучних супутників Землі і космічних апаратів. У земних умовах порошинки з'являються у різного роду газових розрядах, в які вони можуть потрапляти в результаті ерозії електродів чи стінок. Порошинки також можуть формуватися у хімічно-активній плазмі. Запорошена плазма виникає під час плазової обробки поверхонь: нанесенні тонких плівок, щавленні (травленні), зокрема при виготовленні мікрочіпів. Також порошинки були виявлені в установках для керованого термоядерного синтезу з магнітним утриманням. Вони з'являються внаслідок руйнування внутрішньої поверхні камери і збільшуються у розмірах в результаті їх агломерації та адсорбції плазових частинок у пристінковій області. Великі порошинки, прискорюючись електричним полем і вдаряючись об стінки камери, можуть призводити до ще більшого її пошкодження, що становить прикладну проблему у фізиці керованого термоядерного синтезу.

Дослідження запорошеної плазми становить і фундаментальний інтерес. Порошинки у плазмі можуть утворювати підсистему із сильним зв'язком (потенціальна енергія взаємодії порошинок більша за їхню кінетичну енергію). В цьому разі вони поведуть себе як рідинна чи кристалічна система (плазовий кристал). Процеси у конденсованій підсистемі порошинок, в тому числі фазові переходи і поширення хвиль, можна вивчати на мікроскопічному рівні, спостерігаючи за рухом окремих порошинок. Не менш цікавими є результати експериментів із запорошеною плазмою в умовах мікрогравітації, коли у плазмі утворюється область, яка вільна від порошинок і має чіткі границі (void). Очевидно, що колективна поведінка порошинок визначається взаємодією між ними. Оскільки порошинки взаємодіють у плазовому оточенні, то говорять про ефективну взаємодію. Отже, вивчення як ефективних потенціалів окремих порошинок, так і їх взаємодії, в тому числі у зовнішніх полях, є актуальною задачею теорії запорошеної плазми.

Як вже згадувалося, заряди порошинок не є заданими, а визначаються

струмами заряджання, які у свою чергу залежать від зарядів порошинок. Цей взаємозв'язок призводить до реакції зарядів порошинок на хвилі і флуктуації у плазмі та спричиняє модифікацію спектрів флуктуацій, а також впливає на поширення хвиль у плазмі. Така задача для плазми із зіткненнями залишається не до кінця розв'язаною.

Динаміка плазми і методи її описання залежать від частоти зіткнень між її компонентами (електронами, іонами та нейтральними частинками). Оскільки запорошена плазма зазвичай є низькотемпературною і слабоіонізованою, то плазмові потоки, які виникають у запорошеній плазмі, в першу чергу залежать від частоти зіткнень заряджених частинок з нейтральними. У дисертації розглядалася саме слабоіонізована плазма з частими і нечастими зіткненнями, яка описувалася в рамках дрейфово-дифузійного наближення і у кінетичному підході, відповідно.

Запорошена плазма має спільні риси із зарядженими колоїдними суспензіями, а саме: наявність вільних точкових зарядів разом із сильно зарядженими макрочастинками, але між ними є важлива різниця, яка стосується механізму заряджання макрочастинок. У випадку заряджених колоїдних суспензій заряд макрочастинки з'являється внаслідок хімічної взаємодії з розчинником. Такий заряд є фіксованим і можна вважати, що між колоїдною частинкою і електролітом подальший обмін зарядами не відіграє провідної ролі. А от заряд порошинки у плазмі є наслідком поглинання (адсорбції) порошиною електронів та іонів із плазми. Виконані у роботі дослідження ефективного потенціалу і взаємодії макрочастинок із фіксованим зарядом важливі як для порівняння з порошинками і, таким чином, для визначення впливу поглинання, так і мають самостійне значення для теорії заряджених колоїдних суспензій.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами. Дисертаційна робота пов'язана із планами науково-дослідних робіт, які проводились у рамках держбюджетних тем та міжнародних проектів на кафедрі фізики функціональних матеріалів фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка. А саме №11БФ051–01 «Фундаментальні дослідження в галузі фізики конденсованого стану і елементарних частинок, астрономії і матеріалознавства для створення основ новітніх технологій» (№ держ. реєстрації 0111U004954, 2011–2015 рр.).

Також робота виконувалась в рамках бюджетних тем та міжнародних проектів відділу теорії та моделювання плазмових процесів та відділу синергетики Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України. А саме «Формування нелінійних структур і розповсюдження хвиль в запорошеній плазмі» за договором №1Р-2010 відповідно до конкурсу спільних наукових проектів НАН України – РФФД.

Частина досліджень виконана за підтримки гранту Державного фонду фундаментальних досліджень (Ф76/33256) спільного наукового проекту «Взаємодія та динаміка частинок скінченного розміру у слабоіонізованій плазмі та колоїдних суспензіях» Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України та

Київського національного університету імені Тараса Шевченка (2017-2018 рр.).

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є теоретичний опис ефективних потенціалів порошинок і взаємодії між ними, а також флуктуацій електронної густини і поширення іонно-звукових хвиль у заповненій слабкоіонізованій плазмі з різною частотою зіткнень заряджених частинок із нейтральними, в тому числі за присутності зовнішнього постійного електричного або магнітного поля.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити наступні **завдання:**

- Розвинути кінетичну теорію заповненої плазми, яка б враховувала зіткнення електронів та іонів із нейтральними частинками і порошинкою, а також дозволяла описати наявність зовнішніх полів. Аналітично і чисельно дослідити ефективний потенціал порошинки як у плазмі без зовнішніх полів, так і за присутності постійного магнітного поля.

- Дослідити ефективний потенціал зарядженої сферичної частинки, яка міститься у сильнозіткненному плазмopodobному середовищі, в тому числі за присутності зовнішнього постійного магнітного поля, і силу взаємодії між двома такими макрочастинками. Необхідність враховувати нелінійні ефекти, передбачає числове розв'язання цієї задачі. Запропонувати аналітичний вираз для ефективного потенціалу порошинки і дослідити можливість описання сили взаємодії макрочастинки у термінах цього потенціалу.

- Розв'язати чисельно задачу про силу тертя, яка діє на заряджену провідну сферичну порошинку з боку електричного поля, яке створюється потоком плазми (рухом порошинки). Отримати наближені аналітичні вирази для сили тертя і дослідити межі їх застосовності, порівнявши з результатами обчислень. А також розвинути кінетичний опис ефективного потенціалу порошинки у плазмі за присутності зовнішнього постійного електричного поля і на його основі розрахувати силу тертя, яка діє на порошинку.

- Узагальнити теорію великомасштабних флуктуацій для слабкоіонізованої плазми із зіткненнями на випадок присутності зовнішнього постійного електричного поля. Отримати функцію діелектричного відгуку і чисельно розв'язати дисперсійне рівняння в області іонно-звукових хвиль. Дослідити спектри флуктуацій електронної густини.

- Дати послідовне лінійне кінетичне описання електромагнітних процесів у заповненій слабкоіонізованій плазмі із зіткненнями, врахувавши поглинання електронів та іонів порошинками, а також флуктуації заряду порошинок. На його основі дослідити спектри флуктуацій електронної густини у заповненій плазмі і поширення в ній іонно-звукових хвиль.

Об'єкт дослідження – ефективні взаємодії, флуктуації та хвилі у заповненій слабкоіонізованій плазмі.

Предмет дослідження – ефективні потенціали та взаємодія порошинок, сили, які діють на рухому порошинку, флуктуації електронної густини і поширення

іонно-звукових хвиль у запыреної слабоіонізованій плазмі, в тому числі за наявності зовнішніх полів.

Методи дослідження. В дисертаційній роботі використовувалися методи статистичної фізики плазми, зокрема кінетичного описання плазми з використанням формалізму ймовірності переходу, що є еквівалентним методу функцій Гріна. Була також використана теорія великомасштабних флуктуацій, побудована на основі усереднення мікроскопічної фазової густини, що дало змогу дослідити флуктуації електронної густини. Системи диференціальних рівнянь у частинних похідних, які виникали під час дослідження сильнозіткненої плазми у дрейфово-дифузійному наближенні, розв'язувалися чисельно з використанням методу скінченних елементів.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в тому, що вперше:

- На основі кінетичного рівняння Батнагара – Гросса – Крука (БГК) розвинута кінетична теорія запыреної плазми, яка враховує зіткнення електронів та іонів з нейтральними частинками. Центральним місцем нового підходу є описання поглинання електронів та іонів порошиною шляхом введення ефективних точкових стоків у кінетичні рівняння для плазмових частинок. Знайдено аналітичний розв'язок рівняння на основі формалізму ймовірності переходу, що дозволяє описати наявність зовнішніх електричних та магнітних полів. Знайдено аналітичний вираз для ефективного потенціалу порошинки у плазмі із зовнішнім постійним магнітним полем. Показано, що такий потенціал має кулонівську асимптоту з ефективним зарядом, який залежить від кута між радіус-вектором та напрямком магнітного поля.
- В рамках дрейфово-дифузійного наближення чисельно розраховано ефективний потенціал зарядженої сферичної частинки, яка міститься у сильнозіткненому плазмоподібному середовищі. Розглянуто як випадок частинки, яка поглинає електрони та іони (порошинка), так і випадок частинки із заданим зарядом (колоїдна частинка). Показано, що потенціал порошинки із точністю до декількох відсотків можна описати суперпозицією кулонівського потенціалу і потенціалу Дебая з масштабованою довжиною екранування, яка у кілька разів більша за радіус Дебая.
- Чисельно розв'язана задача про екранування порошинки у слабоіонізованій сильнозіткненій плазмі за присутності зовнішнього постійного магнітного поля. Вивчено просторовий розподіл потенціалу і густини заряду поблизу порошинки і виконано порівняння з аналітичними оцінками. Показано, що в напрямку паралельному зовнішньому магнітному полю ефективний потенціал може мати немонотонну поведінку.
- Виконано числове дослідження сил взаємодії між двома зарядженими сферичними провідними частинками, які вміщені у слабоіонізоване сильнозіткнене ізотермічне плазмоподібне середовище. Обчислення проведені для випадку частинок з фіксованим електричним зарядом (колоїдних частинок), а також для частинок, які заряджаються плазмовими струмами (порошинок). Показано, що на

великих відстанях сила взаємодії між колоїдними частинками має асимптоту Дебая, тоді як для порошинок спостерігається кулонівська поведінка з ефективним зарядом.

- В рамках дрейфово-дифузійного наближення обчислено силу тертя, яка діє на сферичну провідну порошинку, що стаціонарно рухається у сильнозіткненній плазмі. Показано, що як для ізотермічної, так і неізотермічної плазми, розподіли електронів та іонів навколо порошинки утворюють таке електричне поле, що сила, яка діє на порошинку, направлена вздовж її швидкості, тобто має місце від'ємне тертя. В рамках моделі точкових стоків знайдено наближені аналітичні вирази для сили тертя, і визначені межі їх застосовності, шляхом порівняння з результатами числових розрахунків. Показано, що сила від'ємного тертя може перевищувати силу тертя з нейтральними частинками, яка описується законом Стокса.

- Узагальнено кінетичну теорію великомасштабних флуктуацій у плазмі на випадок присутності зовнішнього електричного поля з урахуванням зіткнень заряджених частинок із нейтральними, які описувались на основі простої моделі БГК. Дисперсійне рівняння для такої плазми розв'язано чисельно в області іонно-звукових хвиль. Показано, що зовнішнє електричне поле може призводити до нестійкості іонно-звукових хвиль. Виконано детальне числове дослідження впливу зіткнень і зовнішнього електричного поля на спектри флуктуацій електронної густини, показано, що поле призводить до аномального наростання інтенсивності флуктуацій.

- На основі кінетичного опису досліджено діелектричні властивості запорошеної плазми з урахуванням заряджання порошинок плазмовими струмами та зіткнень плазмових частинок з нейтральними. Показано, що зіткнення електронів та іонів з порошинками, а також флуктуації заряду порошинок, є додатковими механізмами дисипації енергії іонно-звукових хвиль і призводять до суттєвого зростання модуля декременту згасання. З'ясовано, що присутність порошинок зі змінним зарядом суттєво впливає на спектри флуктуацій електронної густини. Основними факторами цього впливу є: зменшення у запорошеній плазмі концентрації електронів по відношенню до концентрації іонів, збільшення частоти зіткнень іонів, через зіткнення із порошинками і флуктуації заряду порошинок.

Особистий внесок здобувача. Усі наукові результати, положення і висновки, що виносяться на захист, отримані здобувачем особисто. У наукових працях, опублікованих у співавторстві, здобувач брав участь у постановці задачі, йому належить проведення значної частини досліджень, аналіз, інтерпретація і оформлення результатів, безпосередня участь у написанні наукових статей. Переважна більшість теоретичних розрахунків та комп'ютерних обчислень виконані автором особисто. Основна частина результатів представлена автором особисто на вітчизняних і міжнародних конференціях та наукових семінарах. Вибір проблематики, постановка мети та завдань дослідження здійснено разом із науковим консультантом академіком НАН України, д.ф.-м.н., професором Загороднім А.Г.

Роботи [4, 6, 10–12] є одноосібними роботами здобувача. У статтях [1–3]

здобувач отримав вирази для діелектричної проникності та кореляцій електронної густини для запорошеної плазми із зіткненнями, виконав числові розрахунки ефективних частот зіткнень і заряду порошинки, числове розв'язання дисперсійного рівняння для іонно-звукових хвиль, обчислив і проаналізував спектри флуктуацій, а також виконав оформлення результатів. У роботах [7, 8] здобувач сформулював задачі про ефективний потенціал і взаємодію сферичних порошинок у плазмі із частими зіткненнями і виконав їх числове розв'язання методом скінченних елементів, проаналізував і оформив результати обчислень, виконав їх порівняння із аналітичними виразами. У роботах [9, 13, 14] здобувач узагальнив теорію великомасштабних флуктуацій у плазмі на випадок присутності зовнішнього постійного електричного поля. Розрахував середні зміщення плазмових частинок. На основі числового розв'язання дисперсійного рівняння для іонно-звукових хвиль дослідив появу нестійкості, обчислив спектри флуктуацій і проаналізував появу критичних флуктуацій. У роботах [9, 18, 19] здобувач розробляв кінетичний підхід до опису запорошеної плазми із зіткненнями на основі моделі точкових стоків, а у роботах [16, 17] застосував цей підхід до вивчення ефективного потенціалу і динамічного екранування порошинки у плазмі. У роботах [5, 15, 20–22] здобувач виконував аналітичні розрахунки екранування нерухомої та рухомої порошинки та взаємодії двох порошинок, комп'ютерні обчислення в цих роботах були виконані іншими авторами.

Апробація матеріалів дисертації. Основні результати, викладені в роботі, доповідалися на наукових семінарах кафедри фізики функціональних матеріалів фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка, відділу теорії та моделювання плазмових процесів та відділу синергетики Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України та були представлені на наступних наукових конференціях: 45th EPS Conference on Plasma Physics (Prague, Czech Republic, 2018); International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Kharkiv, Ukraine, 2018, 2016, 2014; Alushta, Ukraine, 2012, 2008); 2nd, 3rd, 5th International Conference “Dusty Plasmas in Applications” (Odesa, Ukraine, 2017, 2010, 2007); International Conference on Research and Application of Plasmas “PLASMA-2013” (Warsaw, Poland, 2013); 31st and 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG) (Granada, Spain, 2013; Prague, Czech Republic, 2007); International Advanced Workshop on the Frontiers of Plasma Physics (Miramare, Trieste, Italy, 2010); Bogolyubov Kyiv Conference “Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics” (Kyiv, Ukraine, 2009); Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (Київ, Україна, 2009); Fifth International Conference on Physics of Dusty Plasmas (Ponta Delgada, Azores, Portugal, 2008); 17th Annual Student Conference “Week of Doctoral Students” (Prague, Czech Republic, 2008).

Публікації. За результатами дослідження опубліковано 38 наукових праць: 1 монографію, 21 наукову статтю у фахових журналах, які входять до наукометричної бази даних Scopus, 5 праць і 11 тез доповідей наукових конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається із анотацій українською та англійською мовами, переліку праць здобувача, вступу, п'яти розділів, загальних висновків, списку використаних джерел та додатку. Загальний обсяг дисертації складає 297 сторінок, включаючи 95 рисунків та 5 таблиць. Список використаних джерел містить 267 найменувань.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ

У **вступі** обґрунтовано актуальність вибраної теми, сформульовано мету і завдання дослідження, показано наукову новизну отриманих результатів, а також приведено інформацію щодо зв'язку роботи з науковими темами та апробації результатів, визначений особистий внесок здобувача та структура дисертації.

У **першому розділі** наведено основні властивості та параметри заповненої плазми, а також теоретичні підходи до її описання. Обговорено процеси заряджання порошинок плазмовими струмами та моделі, які використовуються для опису заряджання: модель обмеженого орбітального руху та дрейфово-дифузійне наближення. Представлена модель точкових стоків у дрейфово-дифузійному наближенні, яка дає змогу описати поглинання електронів та іонів порошиною без використання крайових умов на її поверхні та отримати розподіл електростатичного потенціалу навколо порошинки в тому числі рухомої. Обговорено неідеальність заповненої плазми і фазові переходи у ній.

Далі представлені основні положення кінетичної теорії звичайної плазми, які використовуються для подальшого описання заповненої плазми. Зокрема, наведено мікроскопічні рівняння для плазми та їхнє усереднення, нагадано поняття тензора діелектричної проникності та функції діелектричного відгуку (квазіпотенціальне наближення). Наведено вирази для функції діелектричного відгуку плазми без зіткнень та із зіткненнями, які отримані з кінетичного рівняння Власова та рівняння БГК, відповідно, з використання формалізму ймовірності переходу.

Представлена мікроскопічна теорія заповненої плазми, а саме кінетичне рівняння для мікроскопічної фазової густини, з якого отримується кінетичні рівняння для заповненої плазми.

У **другому розділі** досліджується ефективний потенціал порошинки у плазмі, тобто розподіл електростатичного потенціалу навколо порошинки, який створюється її зарядом і плазмовим оточенням.

Не зважаючи на те, що поглинання плазмових частинок порошинками є ключовою особливістю заповненої плазми, в окремих випадках процесами заряджання плазмовими струмами можна знехтувати. В цьому разі заряд порошинки вважається заданим і розподіл потенціалу можна описати потенціалом Дебая з ефективним зарядом. Крім того, заряджені макрочастинки, які не обмінюються зарядами із плазмовим оточенням, зустрічаються у заряджених колоїдних суспензіях, вивчення яких теж має значний інтерес. Дослідженню ефективного заряду сферичної частинки у неізотермічному плазмоподібному середовищі присвячена

робота [4], результати якої викладені у п. 2.1. Після якого, надалі всюди буде враховуватися самоузгоджене зарядження порошинок плазмовими потоками.

Розподіл плазмових частинок описується розподілом Больцмана. Електростатичний потенціал $\varphi(r)$ задовольняє рівняння Пуассона – Больцмана, яке доповнюється крайовими умовами. Потенціал рівний нулю на великій відстані від частинки

$$\varphi(r)|_{r \rightarrow \infty} = 0. \quad (1)$$

Теорема Гаусса із врахуванням сферичної симетрії задачі, дає наступну крайову умову на поверхні частинки

$$\mathbf{n} \nabla \varphi(r)|_{r=a} = -\frac{q}{a^2}, \quad (2)$$

де q – заряд макрочастинки, a – її радіус і \mathbf{n} – одиничний нормальний до поверхні вектор.

Лінійний аналітичний розв’язок рівняння Пуассона – Больцмана, отриманий за умови $|e_\alpha \varphi(r)/T_\alpha| \ll 1$, – це потенціал Дебая. Тут e_α – заряд, T_α – температура в енергетичних одиницях, індекс α позначає сорт частинок (e – електрон, i – іон).

Для однозарядних іонів ($e_i = -e_e$), у знерозмірених змінних $\phi = e_e \varphi/T_e$, $z_g = qe_e/(aT_e)$, $\tau = T_e/T_i$, $\tilde{r} = r/\lambda_D$, $\tilde{a} = a/\lambda_D$, де $\lambda_D = 1/k_D$ – довжина Дебая, $k_D^2 = k_{De}^2 + k_{Di}^2$, $k_{D\alpha}^2 = 4\pi e^2 n_0/T_\alpha$, задача має три параметри: τ , z_g та \tilde{a} . Вона розраховувалась чисельно методом скінчених елементів на відрізку $[\tilde{a}, \tilde{b}]$, де $\tilde{b} = bk_D \gg 1$. Крайова умова (1) апроксимувалась умовою $\phi(\tilde{b}) = 0$.

Відношення обчисленого потенціалу до потенціалу Дебая у ізотермічній ($\tau = 1$) та неізотермічній ($\tau = 2, 5, 10$) плазмі досягають сталого значення на певній відстані R від центру макрочастинки. Це означає, що потенціал частинки дійсно можна описати потенціалом Дебая з ефективним зарядом q^{eff} , який визначається сталим значенням до якого прямує відношення потенціалів. Відстань R суттєво збільшується зі збільшенням τ .

На рис. 1 видно, що відношення q^{eff}/q є монотонною функцією z_g лише в ізотермічній плазмі, а от у неізотермічній плазмі це відношення має максимум, який стає більш вираженим зі збільшенням τ . Крім того, область, де ефективний заряд є більшим за реальний ($q^{\text{eff}}/q > 1$), також зростає зі збільшенням τ .

У п. 2.2 представлені результати робіт [8, 26] в яких отримано аналітичний вираз для потенціалу порошинки з урахуванням її зарядження плазмовими струмами. У цьому випадку електростатичний потенціал задовольняє рівняння Пуассона з крайовими умовами (1) і (2), а стаціонарне значення заряду порошинки q визначається умовою рівності нулю повного електричного струму через її поверхню S

$$I_{\text{tot}} = \sum_{\alpha=e,i} I_\alpha = \sum_{\alpha=e,i} e_\alpha \oint_S \Gamma_\alpha d\mathbf{S} = 0, \quad (3)$$

де густина потоку Γ_α задовольняє стаціонарне рівняння неперервності

$$\text{div} \Gamma_\alpha = 0. \quad (4)$$

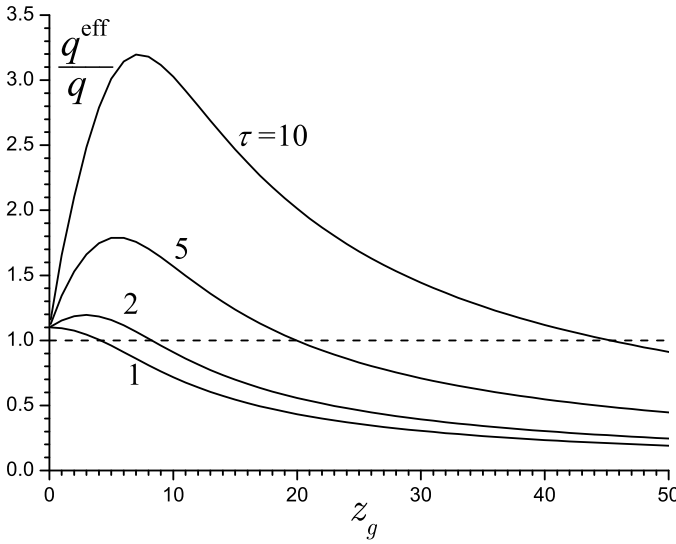


Рис. 1 Залежність відношення ефективного заряду до реального від $z_g = qe_e/(aT_e)$ для $a/\lambda_D = 0.5$ у ізотермічній ($\tau = 1$) та неізотермічній ($\tau = 2, 5, 10$) плазмі.

У випадку плазми з частими зіткненнями густини потоків електронів та іонів можна описати у дрейфово-дифузійному наближенні

$$\Gamma_\alpha(\mathbf{r}) = -D_\alpha \left(\frac{e_\alpha}{T_\alpha} n_\alpha(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r}) + \nabla n_\alpha(\mathbf{r}) \right), \quad (5)$$

де D_α – коефіцієнт дифузії, $n_\alpha(\mathbf{r})$ – концентрація плазмових частинок.

Рівняння доповнюються крайовими умовами

$$n_\alpha(\mathbf{r})|_{r=a} = 0, \quad n_\alpha(\mathbf{r})|_{r \rightarrow \infty} = n_0. \quad (6)$$

Перша умова описує поглинання електронів та іонів поверхнею порошинки, друга означає, що джерела плазми знаходяться на великій відстані від порошинки де вони підтримують сталу концентрацію електронів та іонів n_0 .

Після знерозмірення виразів (5) з'являється параметр D_e/D_i . Використовуючи співвідношення $D_\alpha = l_\alpha v_{T\alpha}$, де l_α – довжина вільного пробігу, $v_{T\alpha} = \sqrt{T_\alpha/m_\alpha}$ – теплова швидкість і m_α – маса, отримуємо

$$\frac{D_e}{D_i} = \frac{l_e}{l_i} \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} = d \sqrt{\tau}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}. \quad (7)$$

Параметр d є відношенням коефіцієнтів дифузії електронів та іонів у ізотермічній плазмі. Розумним значенням цього параметра є $d = 10^3$. Сформульована вище задача була розв'язана чисельно методом скінченних елементів. Обчислення проводились як для ізотермічної плазми ($\tau = 1$), так і для неізотермічної ($\tau = 2, 10$).

Для потенціалу порошинки можна використовувати вираз [22]

$$\varphi_0(r) = (q - \tilde{q}) \frac{e^{-r/\lambda_D}}{r} + \frac{\tilde{q}}{r}, \quad (8)$$

який є сумою потенціалів Дебая і Кулона з ефективними зарядами. Порівняння формули (8) з обчисленим потенціалом у ізотермічній плазмі для $a = 0.1, 0.5, 1.0\lambda_D$ показує, що ця формула зі значеннями q і \tilde{q} , які взяті з обчислень, правильно дає якісну поведінку потенціалу, але кількісно задовільно описує потенціал лише для малих порошинок. Максимальна відносна похибка виразу (8) становить $\approx 10\%$ для $a = 0.1\lambda_D$, зростає до $\approx 32\%$ для $a = 0.5\lambda_D$ і досягає $\approx 46\%$ для $a = \lambda_D$.

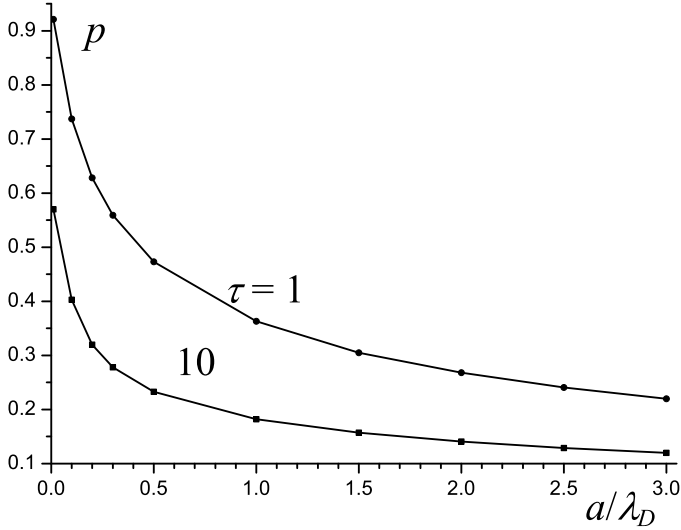


Рис. 2 Залежність параметра p від радіуса порошинки у ізотермічній та неізотермічній ($\tau = 10$) плазмі.

Оскільки максимальна відносна похибка спостерігається на відстанях $r \approx 2\lambda_D$, то для покращення точності формули (8) необхідно модифікувати дебаєвську частину потенціалу. Тому ми вводимо ефективну довжину екранування λ_D/p . Для знаходження параметра p , обчислений потенціал апроксимувався методом мінімізації максимальної відносної похибки. Рис. 2 показує, що значення p наближається до одиниці для $a \ll \lambda_D$ у ізотермічній плазмі і спадає зі збільшенням радіуса порошинки. У неізотермічній ($\tau = 10$) плазмі значення p приблизно вдвічі менше, ніж в ізотермічній.

Вираз з масштабованою довжиною екранування описує потенціал значно краще, ніж (8). Максимальна відносна похибка зменшуються до $\approx 1.5\%$, 4% , 5% у ізотермічній плазмі для $a = 0.1, 0.5, 1.0\lambda_D$, відповідно.

У роботі [1*] було отримано наступне рівняння для заряду порошинки

$$\tau \frac{D_i}{D_e} \frac{1 - e^{z_g}}{e^{-z_g \tau} - 1} = 1. \quad (9)$$

Значення стаціонарного заряду, які дає рівняння (9), рівні $z_g \approx 6.91, 6.56$ і 5.76 для $\tau = 1, 2, 10$, відповідно, і узгоджуються з результатами наших обчислень при $a \ll \lambda_D$ (див. рис. 3а).

Нами була запропонована формулу для неекранованого заряду

$$\tilde{z}_g = \frac{z_g}{e^{z_g} - 1} \left(\frac{D_e}{D_i} - 1 \right) \frac{1}{1 + \tau}. \quad (10)$$

Для ізотермічної плазми розв'язком рівняння (9) є $z_g = \ln(D_e/D_i)$ і (10) дає значення $\tilde{q}/q = \tilde{z}_g/z_g = 0.5$, яке не залежить від D_e/D_i . Для неізотермічної плазми отримуємо ≈ 0.67 ($\tau = 2$) і ≈ 0.91 ($\tau = 10$). Ці значення є верхньою межею відносного неекранованого заряду, які досягаються для $a \ll \lambda_D$ (див. рис. 3b).

У п. 2.3 для кінетичного опису ефективного електростатичного потенціалу зарядженої порошинки нами була запропонована модель точкових стоків, суть якої полягає в тому, щоб описати ефекти, зумовлені поглинанням плазмових частинок порошинкою, ввівши в кінетичне рівняння ефективні сингулярні стоки [5,

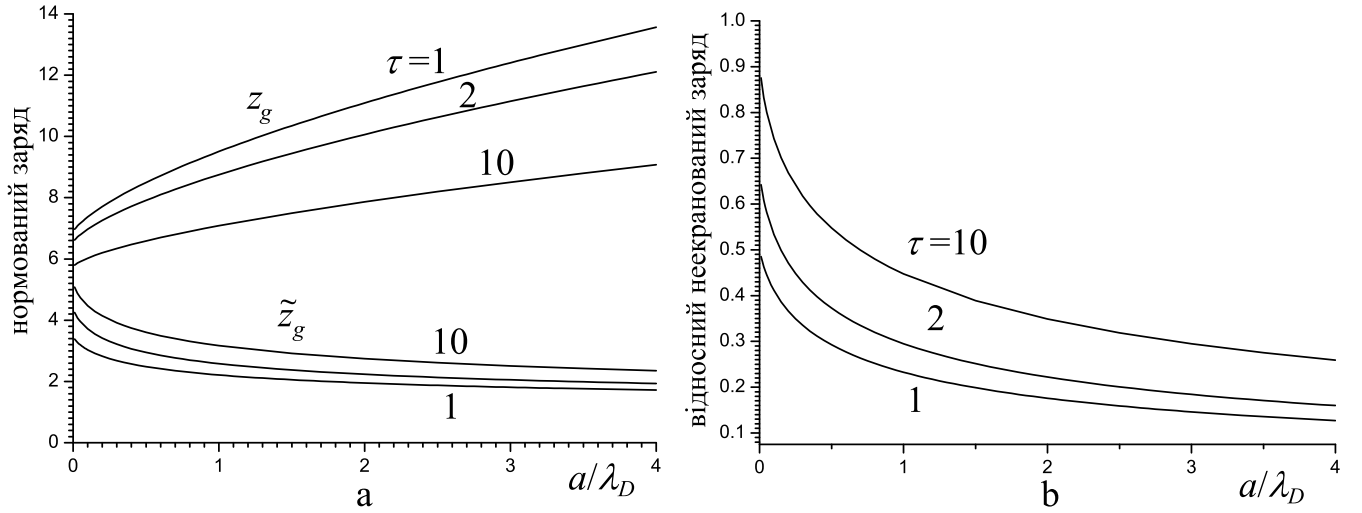


Рис. 3 а – нормований заряд порошинки $z_g = qe_e/aT_e$ і нормований неекраниваний заряд $\tilde{z}_g = \tilde{q}e_e/aT_e$ у ізотермічній ($\tau = 1$) та неізотермічній ($\tau = 2, 10$) плазмі, б – відносний неекраниваний заряд $\tilde{q}/q = \tilde{z}_g/z_g$ від радіуса порошинки.

19, 35, 36]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}_\alpha^{\text{ext}}}{m_\alpha} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} - \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{\partial \varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right\} f_\alpha(X, t) = I_\alpha - S_\alpha(\mathbf{v}, t) \delta(\mathbf{r}). \quad (11)$$

Тут $X = (\mathbf{r}, \mathbf{v})$, $\mathbf{F}_\alpha^{\text{ext}}$ – зовнішня сила, $S_\alpha(\mathbf{v}, t)$ – інтенсивність точкових стоків, яка є функціоналом від функції розподілу $f_\alpha(X, t)$, $\delta(\mathbf{r})$ – дельта-функція.

Для слабкоіонізованої плазми будемо використовувати простий інтеграл зіткнень Батнагара – Гросса – Крука (БГК):

$$I_\alpha = -\nu_\alpha \left\{ f_\alpha(X, t) - \Phi_\alpha(\mathbf{v}) \int d\mathbf{v} f_\alpha(X, t) \right\}, \quad (12)$$

де ν_α – ефективна частота зіткнень, $\Phi_\alpha(\mathbf{v})$ – функція розподілу, до якої релаксує $f_\alpha(X, t)$, тобто розподіл Максвелла.

Величини $S_\alpha(\mathbf{v}, t)$ зручно виразити в термінах перерізів заряджання порошинок $\sigma_\alpha(q(t), v)$. Наприклад, у випадку беззіткненої плазми, або у випадку частих зіткнень можна записати $S_\alpha(\mathbf{v}, t) = v\sigma_\alpha(q(t), v)f_\alpha(X, t)$. Рівняння (11) з такою інтенсивністю стоку вперше було записано в наших роботах [19, 36] на основі евристичних міркувань, а в [18] модель точкових стоків була обґрунтована на основі мікроскопічної теорії запошеної плазми.

Для потенціалу самоузгодженого поля $\varphi(\mathbf{r}, t)$ маємо рівняння Пуассона з точковим зарядом:

$$\Delta \varphi(\mathbf{r}, t) = -4\pi q(t) \delta(\mathbf{r}) - 4\pi \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \int d\mathbf{v} f_\alpha(X, t). \quad (13)$$

У випадку ізотропної плазми за відсутності зовнішніх полів розв'язок лінеаризованого рівняння (13) має вигляд

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{qe^{-k_D r}}{r} + i \sum_\alpha 4\pi e_\alpha n_\alpha \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{k^2 + k_D^2} \frac{\int \frac{v\sigma_\alpha(q, v)f_{0\alpha}(v)}{\mathbf{k}\mathbf{v} - i\nu_\alpha} d\mathbf{v}}{1 + i\nu_\alpha \int \frac{f_{0\alpha}(v)}{\mathbf{k}\mathbf{v} - i\nu_\alpha} d\mathbf{v}}, \quad (14)$$

де $f_{0\alpha}(v)$ – розподіл Максвелла.

Формула (14) правильно відтворює раніше відомі граничні випадки. Для плазми без зіткнень ($\nu_\alpha = 0$), при $k_D r \gg 1$, $\varphi(r) \sim r^{-2}$. У випадку частих зіткнень ($\nu_\alpha \gg k v_{T\alpha}$), формулу (14) можна звести до вигляду (8).

Якщо плазма знаходиться у зовнішньому магнітному полі $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, то фур'є-образ потенціалу має вигляд

$$\varphi_{\mathbf{k}} = \frac{4\pi q}{k^2 + k_D^2} + \frac{4\pi i}{k^2 + k_D^2} \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{v} J_n^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega_{\alpha}} \right) \frac{S_{\alpha}^{(0)}(\mathbf{v})}{k_z v_z + n\Omega_{\alpha} - i\nu_{\alpha}} \times \\ \times \left[1 + i\nu_{\alpha} \sum_n \int d\mathbf{v} J_n^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega_{\alpha}} \right) \frac{f_{0\alpha}(\mathbf{v})}{k_z v_z + n\Omega_{\alpha} - i\nu_{\alpha}} \right]^{-1}. \quad (15)$$

де $J_n(x)$ – функція Бесселя, $\Omega_{\alpha} = e_{\alpha} B / m_{\alpha} c$ – циклотронна частота.

У випадку сильнозамагніченої плазми $|\Omega_{\alpha}| > k_{\perp} v_{T\alpha}$ з частими зіткненнями $\nu_{\alpha} \gg |k_z| v_{T\alpha}$, (15) дає наступну асимптоту $r \gg \lambda_D$:

$$\varphi(\mathbf{r}) \simeq -\frac{1}{r} \sum_{\alpha} \frac{e_{\alpha} S_{\alpha}}{k_D^2 D_{\alpha\perp} \sqrt{1 + (D_{\alpha\parallel} / D_{\alpha\perp} - 1) \sin^2 \theta}}, \quad (16)$$

де θ – кут між радіус-вектором \mathbf{r} і віссю z , $D_{\alpha\perp} = D_{\alpha\parallel} / (1 + \gamma_{\alpha}^2)$, $D_{\alpha\parallel} = D_{\alpha} = v_{T\alpha}^2 / \nu_{\alpha}$, $\gamma_{\alpha} = \Omega_{\alpha} / \nu_{\alpha}$ – параметр замагніченості.

У напрямку поля ($\theta = 0$) формула (16) дає

$$\varphi(z) = -\frac{I}{z k_D^2} \left(\frac{1}{D_{i\perp}} - \frac{1}{D_{e\perp}} \right). \quad (17)$$

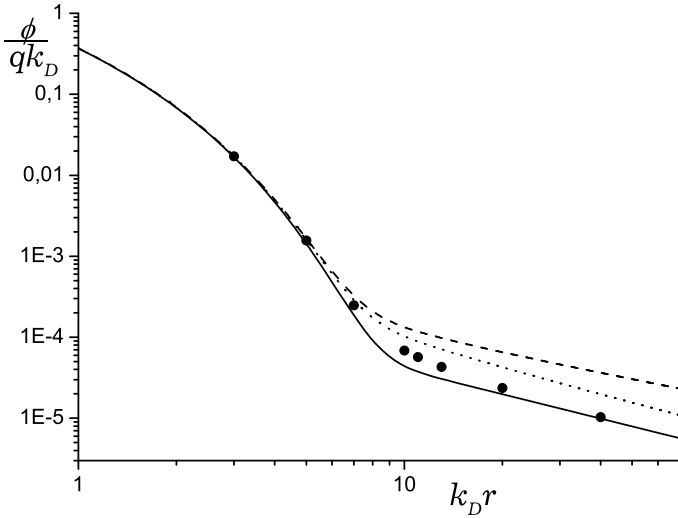
Видно, що потенціал може змінювати знак. Така зміна відбувається, коли коефіцієнти дифузії електронів та іонів поперек магнітного поля стають рівними.

Отже, нами отримані загальні вирази для ефективних потенціалів, а також аналітичні оцінки для випадків частих зіткнень і плазми без зіткнень, які представлені у наших роботах [19, 36]. Пізніше частина цих результатів була повторена в роботі [2*] і зроблена спроба виконати більш детальний аналіз. Однак оцінки представлені у [2*] були виконані у досить грубому наближенні, а саме переріз заряджання, вважався таким, що не залежить від швидкостей плазмових частинок. Метою нашої роботи [16] було виконати аналітичні розрахунки ефективного потенціалу з урахуванням залежності перерізу заряджання від швидкості.

Як слідує з (14) $\varphi(r) = \varphi_D(r) + \varphi_S(r)$. Було отримано, що для $l_i \gg r$

$$\varphi_S(r) = -\frac{e_i n_i}{k_D r} \pi a^2 u_{0i}^2 \left\{ \frac{1}{k_D r} + \frac{\varepsilon_1}{k_D l_i} \ln \frac{r}{l_i} + \frac{1}{k_D l_i} (\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \right\}, \quad (18)$$

$$\varepsilon_1 = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{u_{0i}^2}{1 + u_{0i}^2} \simeq 0.8, \quad u_{0i}^2 = \frac{2|e_i q|}{a T_i}, \quad \varepsilon_3 = \varepsilon_1 \gamma \simeq 0.46, \\ \varepsilon_2 \simeq \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{\varepsilon_1}{2} (\gamma - 2 - \ln 2) \simeq 1.12, \quad \gamma - \text{ стала Ейлера.}$$



Для $l_i \ll r$

$$\varphi(r) = -\frac{e_i n_i}{r k_D l_i} \pi a^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} (2 + u_{0i}^2) (1 - e^{-k_D r}). \quad (19)$$

З рис. 4 видно, що формули (18), (19) добре узгоджується з безпосередніми обчисленнями виразу (14).

У п. 2.4 представлені результати робіт [11, 12, 28–30], у яких досліджувався вплив зовнішнього однорідного магнітного поля ($\mathbf{B} = B e_z$) на зарядження та ефективний потенціал порошинок у сильнозіткненній плазмі.

Динаміка плазми описувалася у дрейфово-дифузійному наближенні. Густина потоку задовольняє стаціонарне рівняння неперервності (4) і має вигляд

$$\Gamma_\alpha(\mathbf{r}) = -\hat{\mu}_\alpha n_\alpha(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r}) - \hat{D}_\alpha \nabla n_\alpha(\mathbf{r}), \quad (20)$$

де $\hat{\mu}_\alpha$ – тензор рухливості плазмових частинок, \hat{D}_α – тензор дифузії.

Електростатичний потенціал $\varphi(\mathbf{r})$ задовольняє рівняння Пуассона. Якщо розподіл плазмових частинок за швидкостями є максвеллівським, тоді виконується співвідношення Айнштейна $\hat{\mu}_\alpha = \hat{D}_\alpha e_\alpha / T_\alpha$.

Тензор дифузії має вигляд

$$\hat{D}_\alpha = D_{\alpha\parallel} \times \begin{pmatrix} (1 + \gamma_\alpha^2)^{-1} & \gamma_\alpha (1 + \gamma_\alpha^2)^{-1} & 0 \\ -\gamma_\alpha (1 + \gamma_\alpha^2)^{-1} & (1 + \gamma_\alpha^2)^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

де $\gamma_\alpha = \Omega_\alpha / \nu_\alpha$ – параметр замагніченості, $\gamma_i = -\gamma_e \tau D_i / D_e$.

Система рівнянь доповнюється крайовими умовами (1), (2) і (6). Сформульована задача була розв'язана нами чисельно у програмі FlexPDE в якій реалізований метод скінченних елементів.

Координатна залежність потенціалу паралельно магнітному полю, тобто вздовж осі z представлена на рис. 5. З рисунка видно, що у сильному магнітному полі ($\gamma_e = 50$) безрозмірний потенціал поблизу осі z стає від'ємним і має слабковиражений мінімум в області $z \sim 60 \lambda_D$. Асимптотична формула краще описує розподіл потенціалу у слабкому магнітному полі, а також перпендикулярно до магнітного поля, ніж вздовж. Для заданих параметрів вплив магнітного поля ($\gamma_e = 20$)

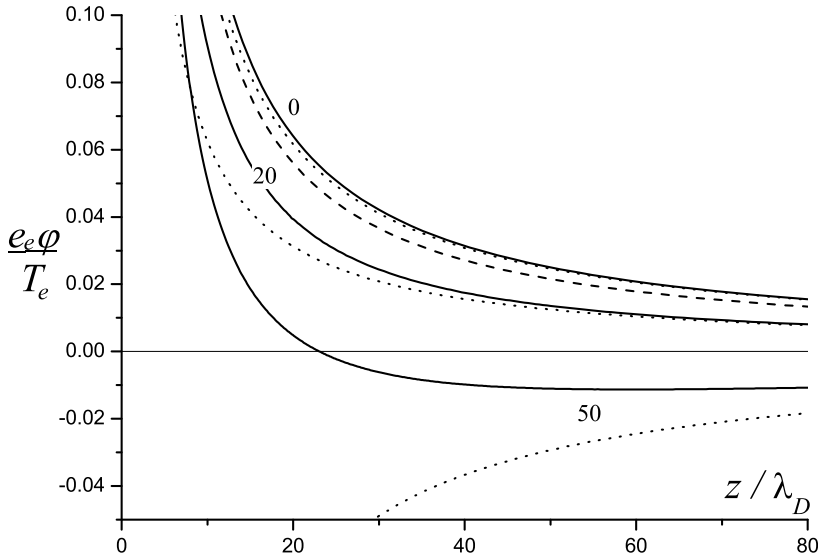


Рис. 5 Розподіл безрозмірного потенціалу $e_e \varphi / T_e$ вздовж магнітного поля для $a = 0.5 \lambda_D$, $\gamma_e = 0, 20, 50$, у ізотермічній плазмі ($\tau = 1$): суцільні лінії – результати обчислень, точкові лінії – формула (16). І неізотермічній плазмі ($\tau = 40$, $\gamma_e = 20$) – штрихова лінія.

на розподіл потенціалу є суттєво меншим у неізотермічній плазмі ($\tau = 40$), ніж у ізотермічній (див. рис. 5).

Збільшення магнітного поля призводить до зменшення заряду порошинки в області значень $\gamma_e \sim 1$, де електрони стають замагніченими, і більш повільного зменшення в області $\gamma_e \sim 10$. Така поведінка спричинена зменшенням стаціонарного потоку плазмових частинок зі зростанням γ_e . Отже, магнітне поле пригнічує потік електронів до порошинки і її від'ємний заряд зменшується.

В третьому розділі наведені результати [7, 10, 25, 27] дослідження впливу розміру заряджених сферичних частинок, які містяться у плазмopodobному середовищі, на силу взаємодії між ними і запропоновано опис цієї сили у термінах ефективного потенціалу. Оскільки об'єкти, які розглядаються (порошинки і заряджені колоїдні частинки), накопичують і несуть на собі великий електричний заряд, то необхідно враховувати пов'язані з цим нелінійні ефекти, тому задача була розв'язана чисельно.

Розглянемо дві однакові заряджені сферичні провідні макрочастинки радіуса a , які вміщені у нескінченну слабоіонізовану плазму з частими зіткненнями. Кожна частинка має заряд q і відстань між центрами частинок рівна $2c$. Сила, яка діє на поверхневий заряд провідної частинки з центром в т. $(0, 0, c)$ з боку електричного поля іншої частинки та індукованих зарядів у плазмі, задається виразом

$$F_z = \oint_S \left(\mathbf{n} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 \frac{z - c}{8\pi a} dS. \quad (22)$$

Крайова умова для потенціалу на поверхні провідної частинки має вигляд

$$\varphi(\mathbf{r})|_S = \varphi_S = const. \quad (23)$$

У п. 3.2 розглядаються макрочастинки, які не обмінюються зарядом із плазмою (колоїдні частинки), а відтак заряд вважається заданим і значення φ_S в крайовій умові (23) необхідно брати таким, щоб виконувалася теорема Гаусса. Сам потенціал задовольняє рівняння Пуассона – Больцмана.

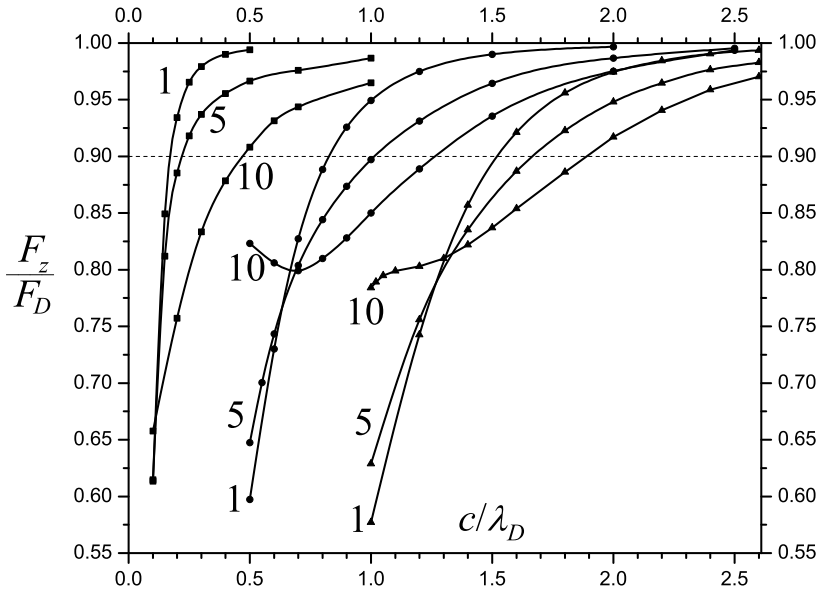


Рис. 6 Відношення обчисленої сили до (24) F_z/F_D від напіввідстані між центрами провідних макрочастинок для $a = 0.1, 0.5, 1.0\lambda_D$ і $z_g = 1, 5, 10$.

Було зроблене порівняння обчисленої сили із силою, яка діє на точковий заряд, що знаходиться у потенціалі Дебая φ_D такого ж заряду

$$F_D = -q^{\text{eff}} \frac{\partial \varphi_D}{\partial r} \Big|_{r=2c} = \left(\frac{q^{\text{eff}}}{2c} \right)^2 e^{-2ck_D} (1 + 2ck_D). \quad (24)$$

Ефективний заряд q^{eff} залежить від параметрів τ , z_g та a/λ_D (див. рис. 1).

Залежність відношення F_z/F_D для провідних макрочастинок для декількох значень ak_D і z_g від напіввідстані між їхніми центрами c показана на рис. 6 (мінімальне значення c рівне радіусу макрочастинок). Це відношення зростає і прямує до одиниці. Це означає, що на відстанях $c \gg a$ взаємодія описується силою Дебая (24) з відповідним ефективним зарядом. На відстані $c \approx a$ відношення F_z/F_D не залежить суттєво від радіуса макрочастинок для $z_g = 1, 5$ і рівне приблизно 0.6.

У п. 3.3 вивчається сила відштовхування між двома провідним макрочастинами, які адсорбують електрони та іони, що з ними стикаються, тобто між порошинками. В цьому разі, значення поверхневого потенціалу так само залишається сталим (23), але необхідно враховувати, що стаціонарний заряд порошинки визначається умовою рівності нулю повного струму, який тече на поверхню порошинки (3). У дрейфово-дифузійному наближенні густина потоку електронів та іонів Γ_α має вигляд (5) і задовольняє стаціонарне рівняння неперервності (4) з крайовими умовами для $n_\alpha(\mathbf{r})$ (6).

Залежність сили, яка обчислена за формулою (22), від напіввідстані між центрами порошинок радіусів $a = 0.5\lambda_D$ наведена на рис. 7. Сила взаємодії також може бути отримана у наближенні, що друга порошинка є точковою і знаходиться у полі першої порошинки, яке не змінюється через присутність другої порошинки $\mathbf{F} = -q\nabla\varphi$, де φ – ефективний потенціал однієї порошинки. Такі потенціали розглядалися у другому розділі. Використовуючи той факт, що асимптотична поведінка потенціалу є кулонівською $\varphi = \tilde{q}/r$ (див. (8)), сила дорівнює

$$F = q \frac{\tilde{q}}{(2c)^2}. \quad (25)$$

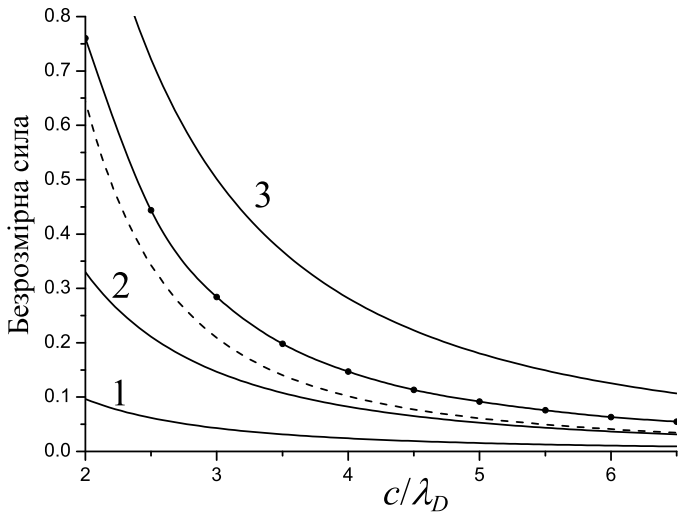


Рис. 7 Безрозмірна сила відштовхування F_e^2/T_e^2 між двома порошинками радіусів $a = 0.5\lambda_D$ від напіввідстані між їхніми центрами: лінія з точками обчислена, лінія 1 відповідає $\tilde{q}^2/(2c)^2$, 2 – $q\tilde{q}/(2c)^2$, 3 – $q^2/(2c)^2$, штрихова лінія отримана з формули $-q\nabla\varphi$, використовуючи обчислений потенціал однієї порошинки φ .

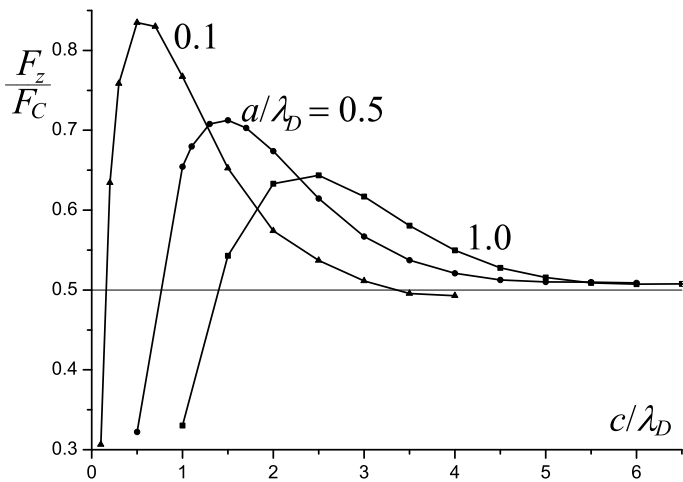


Рис. 8 Залежність відношення обчисленої сили до сили Кулона F_z/F_C від напіввідстані між центрами порошинок для $a/\lambda_D = 0.1, 0.5, 1.0$.

Значення заряду порошинки q і неекранованого заряду \tilde{q} можна взяти із обчислень для однієї порошинки (див. рис. 3). Сила, яку дає формула (25), представлена на рис. 7 лінією 2, яка є найближчою до обчисленої сили у порівнянні з $q^2/(2c)^2$ (лінія 3) і $\tilde{q}^2/(2c)^2$ (лінія 1). Але значення, знайдені за формулою (25), є меншими за обчислені значення сили, навіть на великих відстанях між порошинками. Можна припустити, що формула (25) занижує значення сили через недостатню точність виразу (8), але штрихова лінія, яка отримана з $\mathbf{F} = -q\nabla\varphi$, використовуючи ефективний потенціал φ розрахований для однієї порошинки (див. [8]), показує майже таку саму відмінність з обчисленою силою що і (25) при $c \gg \lambda_D$. Така відмінність є проявом двочастинкових і розмірних ефектів та пов'язана із поглинанням електронів та іонів порошинками.

Також зроблено порівняння обчисленої сили із силою Кулона для точкових зарядів $F_C = q^2/(2c)^2$. Відношення F_z/F_C наведені на рис. 8 для трьох значень радіусів порошинок $a = 0.1, 0.5, 1.0\lambda_D$. Ці відношення прямують до сталого значення ≈ 0.5 на великих відстанях між порошинками ($c \gg \lambda_D$). Це означає, що для розглянутих параметрів сила взаємодії між порошинками вдвічі менша за силу Кулона.

На малих відстанях між порошинками їх взаємний вплив є найбільшим. Проявами цього впливу є поляризація поверхневого заряду, а також суттєве зменшення стаціонарного заряду порошинок зі зменшенням c . Зменшення зарядів пов'язане зі

зменшенням струмів заряджання. Це призводить до зменшення сили відштовхування у порівнянні із силою Кулона для $c \gtrsim a$ (див. рис. 8).

Стаціонарний потік плазми або рух порошинки з постійною швидкістю порушує сферичну симетрію електричного поля і розподілу плазмових частинок за швидкостями навколо порошинки, внаслідок цього з'являється сила тертя, яка діє на порошинку. Вивченню цієї сили присвячений **четвертий розділ**.

В рамках моделі точкових стоків ефективний потенціал рухомої порошинки досліджувався в роботах [15, 17, 34, 37] (п. 4.1), зокрема в них отримано аналітичний вирази для сили тертя [15]

$$F = -\frac{2q^2}{\pi\lambda_D^2} \int_0^\infty dx \left[\frac{\beta}{\tilde{v}} + \frac{x}{\mu_1\Lambda} \left(\frac{x}{\tilde{v}} d\sqrt{\tau}(1-\alpha) - \frac{\beta}{\mu_1} \right) \operatorname{arctg} \mu_1 - \right. \\ \left. - \frac{x}{\mu_2\Lambda} \left(\frac{x}{\tilde{v}} d\sqrt{\tau}(1-\alpha) - \frac{\beta}{\mu_2} \right) \operatorname{arctg} \mu_2 \right] \quad (26)$$

де

$$\mu_{1,2} = \frac{2\tilde{v}x}{\beta + x^2(1 + d\sqrt{\tau}) \pm \Lambda}, \quad \beta = \frac{\tau + d\sqrt{\tau}}{\tau + 1}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}, \quad \tilde{v} = \frac{v}{D_i k_D}, \\ \Lambda^2 = \beta^2 + x^4(d\sqrt{\tau} - 1)^2 + 2x^2(d\sqrt{\tau} - 1)(d\sqrt{\tau} - \tau)/(\tau + 1). \quad (27)$$

Розглядаючи d^{-1} (7) як малий параметр, вираз (26) може бути розкладений у ряд

$$F = -\frac{2q^2 k_D^2 (\tau + 1)}{\pi\tilde{v}} \int_0^\infty dx x^2 \frac{\alpha A - x^2 \tau}{A^2} \left(\frac{x(A + \tau)}{A\tilde{v}} \arctan \frac{A\tilde{v}}{x(A + \tau)} - 1 \right), \quad (28)$$

де $A = x^2 \tau + x^2 + 1$.

Знак «-» в (26) і (28) означає, що сила тертя є від'ємною. Потенціал однієї порошинки у плазмі з частими зіткненнями має кулонівську асимптоту (див. (8)), тобто частина \tilde{q} від повного заряду q є неекранованою. Параметр $\alpha = \tilde{q}/q$ в (26) і (28) (не потрібно плутати з індексом, який означає сорт плазмових частинок) – це відношення неекранованого заряду до повного (див. рис. 3b). В границі малих порошинок $a \ll \lambda_D$, α можна знайти із рівнянь (9), (10).

Для малих швидкостей потоку (порошинки) $\tilde{v} \ll 1$ формула (28) дає

$$F = -\frac{2\alpha - \tau(1 - \alpha)}{6(\tau + 1)} q^2 k_D^2 \tilde{v}. \quad (29)$$

З (10) випливає, що $\alpha \approx \tau/(\tau + 1)$ і вираз (29) спрощується до

$$F = -\frac{\tau}{6(\tau + 1)^2} q^2 k_D^2 \tilde{v}, \quad (30)$$

який з точністю до позначень збігається з формулою (11) в роботі [3*].

Рух порошинки і поява стаціонарних потоків плазми може спричинитися постійним зовнішнім електричним полем, тому теорію ефективного потенціалу

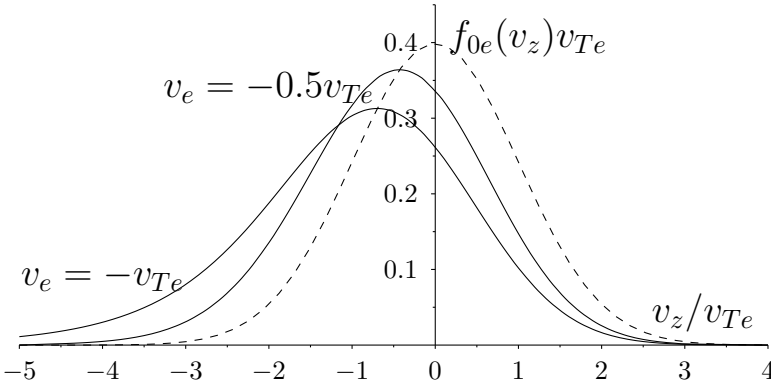


Рис. 9 Незбурена функція розподілу електронів $f_{0e}(v_z)v_{Te}$ (33) і максвеллівський розподіл (штрихова лінія).

порошинки необхідно узагальнити на цей випадок. У п. 4.2 представлені результати робіт [13, 14, 31–33], у яких розвинуто кінетичний опис ефективного потенціалу порошинки у слабкоіонізованій плазмі за присутності зовнішнього постійного електричного поля $\mathbf{E}^{\text{ext}} = E^{\text{ext}}\mathbf{e}_z$, знайдено силу тертя, яка діє на порошинку з боку потоку іонів, а також середні і середньоквадратичні зміщення плазмових частинок.

Запишемо кінетичне рівняння для плазми у зовнішньому електричному полі:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}^{\text{ext}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right\} f_\alpha(X, t) = I_\alpha, \quad (31)$$

де I_α – простий інтеграл зіткнень БГК (12).

Рівняння (31) розв'язувалось у лінійному наближенні $f_\alpha(X, t) = f_{0\alpha}(\mathbf{v}) + \delta f_\alpha(X, t)$, де рівняння для незбуреної функції розподілу має вигляд

$$\frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}^{\text{ext}} \frac{\partial f_{0\alpha}(\mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}} = -\nu_\alpha \left\{ f_{0\alpha}(\mathbf{v}) - \Phi_\alpha(\mathbf{v}) \int d\mathbf{v}' f_{0\alpha}(\mathbf{v}') \right\}, \quad (32)$$

звідки

$$f_{0\alpha}(\mathbf{v}) = \frac{1}{2} |\beta_\alpha| \Phi_\alpha(\mathbf{v}_\perp) \exp(-v_z \beta_\alpha + v_{T\alpha}^2 \beta_\alpha^2 / 2) \times \left\{ 1 + \text{sign}(\beta_\alpha) \text{erf} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{v_z}{v_{T\alpha}} - v_{T\alpha} \beta_\alpha \right) \right] \right\}, \quad (33)$$

де $\beta_\alpha = 1/v_\alpha$, $v_\alpha = e_\alpha E^{\text{ext}} / (m_\alpha \nu_\alpha)$ – дрейфова швидкість.

Незбурена функція розподілу є асиметричною, її максимум зсунутий від початку координат $v_z = 0$ (рис. 9). Лише у випадку малих дрейфових швидкостей $v_\alpha / v_{T\alpha} \ll 1$ її можна розглядати як максвеллівську функцію з дрейфом частинок. Відмінність розподілу від максвеллівського є суттєвою при розрахунках сили, яка діє на порошинку з боку іонного потоку.

Фур'є-образ потенціалу має вигляд

$$\varphi_{\mathbf{k}\omega} = \frac{4\pi q_\omega}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} - \frac{4\pi Q_\omega^{(s)}}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} \quad (34)$$

де $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)$ – функція діелектричного відгуку

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 + \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = 1 + \sum_{\alpha} \frac{k_{D\alpha}^2}{\varkappa_{\alpha}^2(\mathbf{k}) G_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega)} \int_0^{\infty} dy e^{-y} W \left(\frac{\omega + i\nu_{\alpha} - k_z v_{\alpha} y}{\varkappa_{\alpha}(\mathbf{k}) v_{T\alpha}} \right), \quad (35)$$

$$G_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\omega + i\nu_{\alpha}} \left[\omega + i\nu_{\alpha} W \left(\frac{\omega + i\nu_{\alpha}}{\varkappa_{\alpha}(\mathbf{k}) v_{T\alpha}} \right) \right], \quad \varkappa_{\alpha}^2(\mathbf{k}) = k^2 + \frac{ik_z v_{\alpha} \nu_{\alpha}}{v_{T\alpha}^2}, \quad (36)$$

$W(z)$ – плазмова дисперсійна функція, $\chi_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega)$ – діелектрична сприйнятливість.

$$Q_{\omega}^{(s)} = -i \sum_{\alpha} \frac{e_{\alpha} n_{0\alpha}}{G_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega)} \int d\mathbf{v} \frac{S_{\alpha\omega}^{(0)}(\mathbf{v})}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + i\nu_{\alpha}} \left[1 - W \left(\frac{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + i\nu_{\alpha}}{\sqrt{ik_z v_{\alpha} \nu_{\alpha}}} \right) \right], \quad (37)$$

$$S_{\alpha\omega}^{(0)}(\mathbf{v}) = v \sigma_{\alpha}(q, v) f_{0\alpha}(\mathbf{v}), \quad \text{Re} \left(\sqrt{ik_z v_{\alpha} \nu_{\alpha}} \right) > 0.$$

У стаціонарному випадку ($\omega = 0$) для $\nu_{\alpha} \gg kv_{T\alpha}, k_z v_{\alpha}$ маємо

$$\varphi_{\mathbf{k}} = \frac{4\pi q}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}, 0)} - \frac{4\pi}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}, 0)} \sum_{\alpha} \frac{e_{\alpha}}{\nu_{\alpha} G_{\alpha}(k)} I_{\alpha}. \quad (38)$$

Звідки

$$F_z = \frac{qv_i}{6D_i k_D} \left\{ k_{Di}^2 (q - \tilde{S}) + 2k_D^2 \tilde{S}_i \right\}, \quad \tilde{S} = \sum \tilde{S}_{\alpha} = \sum \frac{e_{\alpha} I_{\alpha}}{k_D^2 D_{\alpha}}. \quad (39)$$

Видно, що коли поглинання електронів та іонів порошинкою відсутнє ($\tilde{S}_{\alpha} = 0$), тоді сила тертя є додатною, тобто вона діє у напрямку іонного потоку. Однак, якщо умова $k_{Di}^2 (q - \tilde{S}) + 2k_D^2 \tilde{S}_i > 0$ задовольняється і $q < 0$, тоді сила стає від'ємною, так само як у моделі точкових стоків у дрейфово-дифузійному наближенні [3*], [15, 17].

Оскільки коефіцієнт дифузії електронів набагато більший, ніж іонів, то $\tilde{S}_i \approx \tilde{S} = -\alpha q$, враховуючи, що $k_{Di}^2/k_D^2 = \tau/(\tau + 1)$ і використовуючи позначення $\tilde{v} = v_i/(D_i k_D)$ рівняння (39) можна переписати так, що воно повністю збігається з результатом (29) отриманим в моделі точкових стоків у дрейфово-дифузійному наближенні.

У п. 4.3 чисельно розв'язана задача про силу тертя, яка діє на провідну сферичну порошинку з боку електричного поля, яке створюється потоком плазми [6, 23]. Потік плазми зі швидкістю $-\mathbf{v}$, що еквівалентно руху порошинки зі швидкістю \mathbf{v} , описується доданком $-\mathbf{v}n_{\alpha}(\mathbf{r})$ у виразі для густини потоку електронів та іонів (5).

Далі представлені результати числового розв'язання задачі. На рис. 10 наведена залежність абсолютного значення безрозмірної сили тертя $Fe^2/(T_e a k_D)^2$ від $\tilde{v} = v\lambda_D/D_i$ у ізотермічній плазмі ($\tau = 1$). Сила тертя направлена протилежно до потоку (вздовж швидкості порошинки), тобто має місце від'ємне тертя. Сила немонотонно залежить від швидкості, що узгоджується із результатами отриманими в роботі [4*] в якій виконане числове розв'язання кінетичного рівняння БГК. Для заданих параметрів формула (26) (штрихова лінія) і вираз (28) (суцільна лінія)

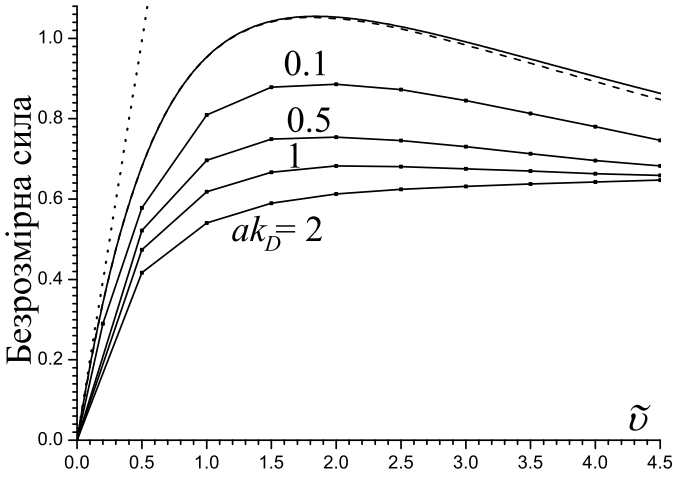


Рис. 10 Залежність безрозмірної сили $Fe^2/(T_e a k_D)^2$ від швидкості $\tilde{v} = v\lambda_D/D_i$ у ізотермічній плазмі. Суцільні лінії з точками – результати обчислень, суцільна лінія – формула (28), штрихова лінія – формула (26), точкова лінія – (30).

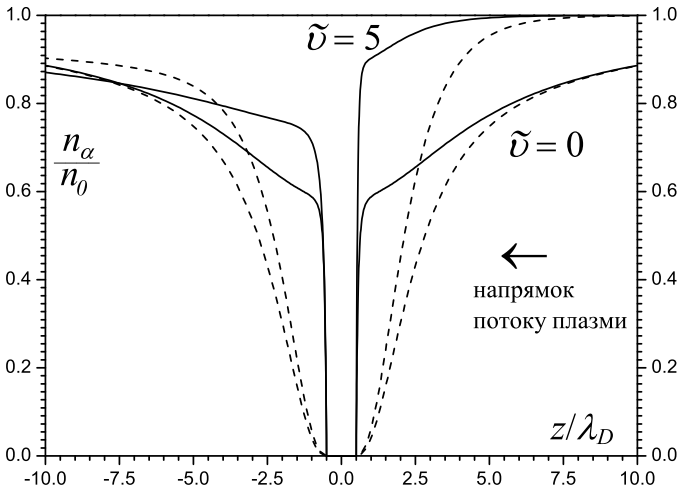


Рис. 11 Нормована концентрація іонів n_i/n_0 (суцільні лінії) та електронів n_e/n_0 (штрихові лінії) від z/λ_D поблизу нерухомої ($\tilde{v} = 0$) і рухомої ($\tilde{v} = 5$) порошинки для $r_\perp = 0$ і $a = 0.5\lambda_D$ у ізотермічній плазмі.

дають майже однакові значення сили тертя. Таким чином, можна використовувати більш просту і зручну для числового інтегрування формулу (28). Вираз (28) з параметром $\alpha = \tilde{q}/q$ з (9) і (10) правильно описує якісну залежність сили від швидкості і його можна використовувати для знаходження значень сили тертя, яка діє на порошинки малого розміру $a \ll \lambda_D$, ці значення є верхньою межею безрозмірної від'ємної сили тертя, яка діє на порошинки скінченних розмірів. Використання виразу (30), який отриманий у лінійному наближенні, (точкова лінія на рис. 10) обмежене значеннями $\tilde{v} \ll 1$ і $a \ll \lambda_D$.

Безрозмірна сила тертя $Fe^2/(T_e a k_D)^2$ поступово зменшується зі збільшенням ak_D (збільшення радіуса порошинки від 0.1 до $1.0\lambda_D$ призводить до зменшення безрозмірної сили приблизно на 20%). Це означає, що сама (розмірна) сила приблизно пропорційна квадрату радіуса порошинки.

На рис. 11 наведені розподіли нормованих концентрацій іонів та електронів n_α/n_0 вздовж осі z ($r_\perp = 0$). Видно, що потік плазми збільшує концентрації іонів та електронів біля порошинки у порівнянні з випадком нерухомої порошинки ($\tilde{v} = 0$), також їхній розподіл стає асиметричним. Густина додатного заряду (різниця між суцільною і штриховою лініями) перед від'ємно зарядженою порошинкою є більшою, ніж позаду. Більше того, позаду порошинки формується область з від'ємною густиною заряду (штрихова лінія знаходить вище, ніж суцільна). Це відбувається через те, що потік плазми збільшує кількість плазмових

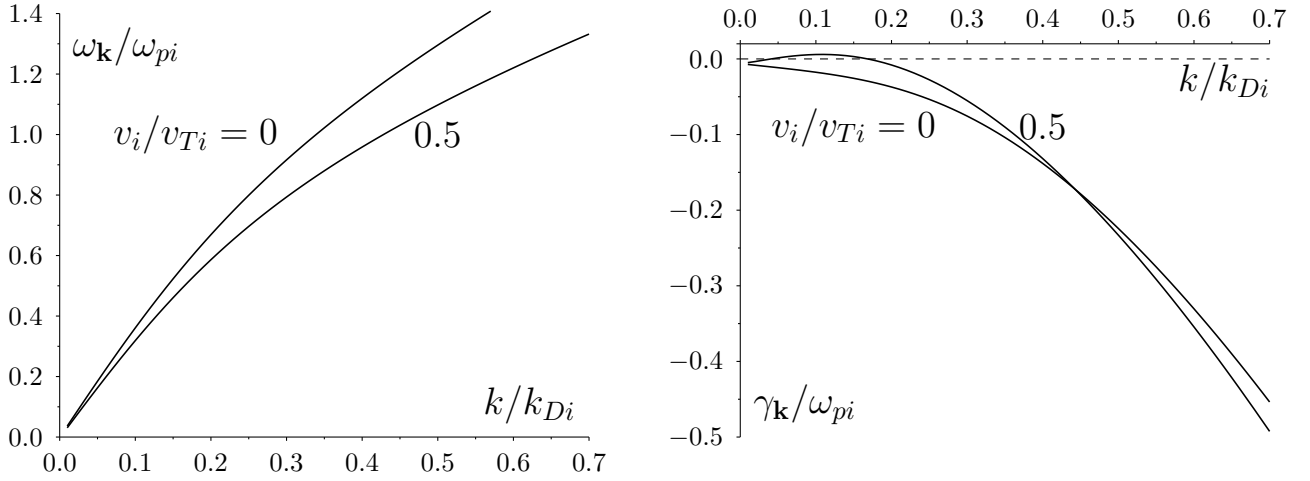


Рис. 12 Числовий розв'язок дисперсійного рівняння $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 0$ відносно комплексної частоти $\omega(\mathbf{k}) = \omega_{\mathbf{k}} + i\gamma_{\mathbf{k}}$ в області іонно-звукових хвиль з функцією діелектричного відгуку (35) ($T_e/T_i = 10$, $m_i/m_e = 1836$, $\nu_i = 0.01\omega_{pi}$).

частинок навколо порошинки всюди, крім області позаду неї, але більш рухливі електрони приходять в цю область швидше, ніж іони. Такий розподіл заряду приводить до появи від'ємного тертя.

Оскільки ми розглядаємо слабоіонізовану плазму, то від'ємну силу тертя слід порівняти з силою тертя з нейтральними частинками. У сильнозіткненному режимі цю силу можна знайти за законом Стокса. Відношення цих сил дає наближену умову

$$\frac{|F|}{F_S} = \frac{z_g^2 a k_D}{3(\tau + 1)} \frac{n_e}{n_n} \frac{1}{(l_i k_D)^2} > 1, \quad (40)$$

яка визначає чи перевищує від'ємне тертя, тертя з нейтралами при $\tilde{v} \ll 1$ і $a \ll \lambda_D$.

У п'ятому розділі розглядаються флуктуації та іонно-звукові хвилі у плазмі. У п. 5.1 представлені результати робіт [13, 14, 32], у яких самоузгодженим чином знайдені спектри флуктуацій та іонно-звукових хвиль у плазмі із зіткненнями, яка знаходиться у зовнішньому електричному полі. Такі розрахунки були виконані у рамках теорії великомасштабних флуктуацій у формулюванні Ланжевена, яке дає загальні вирази для флуктуаційних спектрів у термінах кореляційних функцій ланжевенівих джерел та функції діелектричного відгуку системи, яка розглядається. Обидві ці величини можна розрахувати у рамках кінетичної теорії плазми.

Дисперсійне рівняння для квазіпотенціальних хвиль $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 0$, з функцією діелектричного відгуку (35), розв'язувалося чисельно відносно комплексної частоти $\omega(\mathbf{k}) = \omega_{\mathbf{k}} + i\gamma_{\mathbf{k}}$, де $\omega_{\mathbf{k}}$ – власна частота хвилі, $\gamma_{\mathbf{k}}$ – декремент згасання. Збільшення дрейфової швидкості призводить до появи розв'язків з додатною уявною частиною, тобто до дрейфової нестійкості (рис. 12).

Мікроскопічна фазова густина

$$N_{\alpha}(X, t) = \sum_{i=1}^{N_{\alpha}} \delta(X - X_{i\alpha}(t)),$$

де $X_{i\alpha}(t)$ – фазова траєкторія частинок сорту α і N_α у верхній межі суми – кількість частинок, задовольняє рівняння

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}_M(\mathbf{r}, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}^{\text{ext}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right\} N_\alpha(X, t) = 0, \quad (41)$$

$\mathbf{E}_M(\mathbf{r}, t)$ – мікроскопічне електричне поле.

Усереднення за фізично нескінченно малим часовим інтервалом τ_{ph} (або за фізично нескінченно малим об'ємом $V_{\text{ph}} \sim l_{\text{ph}}^3$), який задовольняє умову $\tau_{\text{cor}} \ll \tau_{\text{ph}} \ll \tau_{\text{rel}}$, де τ_{cor} – час кореляцій мікроскопічних (молекулярних) флуктуацій, які генерує мікроскопічний рух частинок, τ_{rel} – характерний час зміни функції розподілу.

Основний момент теорії великомасштабних флуктуацій у газах і плазмі полягає в тому, що усереднена за ансамблем Гіббса (згладжена за τ_{ph} , або V_{ph}) мікроскопічна фазова густина є регулярною величиною на часових масштабах порядку τ_{ph} , але вона залишається випадковою величиною для $\tau \sim \tau_{\text{rel}} \gg \tau_{\text{ph}}$. Це значить, що функція розподілу $f_\alpha(X, t) = \langle N_\alpha(X, t) \rangle / n_\alpha$ включає у себе і випадкову компоненту, тобто, $f_\alpha(X, t) = f_{0\alpha}(X, t) + \delta f_\alpha(X, t)$.

Лінеаризоване рівняння для флуктуацій функції розподілу у слабоіонізованій плазмі має вигляд

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \mathbf{E}^{\text{ext}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right\} \delta f_\alpha(X, t) + \nu_\alpha \left\{ \delta f_\alpha(X, t) - \Phi_\alpha(\mathbf{v}) \int d\mathbf{v} \delta f_\alpha(X, t) \right\} = -\frac{e_\alpha}{m_\alpha} \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \frac{\partial \delta f_{0\alpha}(\mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}}, \quad (42)$$

де $\delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – флуктуації самоузгодженого поля.

Флуктуації концентрації частинок і функції розподілу пов'язані співвідношенням

$$\delta n_\alpha(\mathbf{r}, t) = n_\alpha \int d\mathbf{v} \delta f_\alpha(X, t). \quad (43)$$

Кореляційна функція концентрації електронів задається виразом

$$\langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{k}\omega} = \left| \frac{1 + \chi_i(\mathbf{k}, \omega)}{\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} \right|^2 \langle \delta n_e^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega} + \left| \frac{\chi_e(\mathbf{k}, \omega)}{\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} \right|^2 \langle \delta n_i^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega}. \quad (44)$$

Результат розрахунку кореляційних функцій ланжевенівих джерел має вигляд

$$\langle \delta n_\alpha^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega} = 2n_\alpha \text{Im} \frac{1}{G_\alpha(\mathbf{k}, \omega)} \int_0^\infty dy \frac{e^{-y}}{\omega - k_z v_\alpha y + i\nu_\alpha} \left[W \left(\frac{\omega + i\nu_\alpha - k_z v_\alpha y}{v_{T\alpha} \chi_\alpha(\mathbf{k})} \right) - 1 \right]. \quad (45)$$

Резонансна структура спектру при цьому визначається розв'язками дисперсійного рівняння $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 0$ з функцією діелектричного відгуку (35). Якісний опис спектрів при цьому можна зробити на основі апроксимації:

$$\langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{k}\omega} \simeq \langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{k}} \frac{\gamma_{\mathbf{k}}}{(\omega - \omega_{\mathbf{k}})^2 + \gamma_{\mathbf{k}}^2}, \quad (46)$$

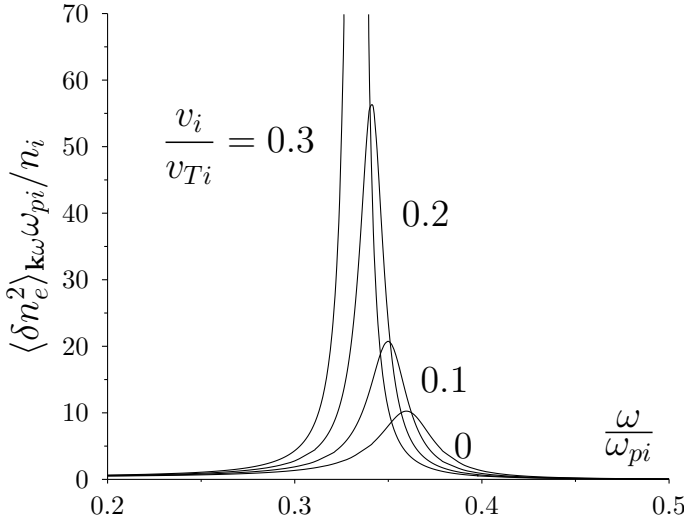


Рис. 13 Спектр флуктуацій густини електронів $\langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{k}\omega} \omega_{pi} / n_i$ у неізотермічній $T_e = 10T_i$ водневій плазмі із зіткненнями у зовнішньому електричному полі, $k_z = -0.1k_{Di}$, $k = |k_z|$; $\nu_i = 0.01\omega_{pi}$.

де

$$\langle \delta n_e^2 \rangle_{\mathbf{k}} = \frac{\langle \delta n_e^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega} + \langle \delta n_i^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega}}{\gamma_{\mathbf{k}} \frac{\partial \text{Re} \varepsilon(\mathbf{k}, \omega)}{\partial \omega}} \Big|_{\omega=\omega_{\mathbf{k}}} \quad (47)$$

Вплив зовнішнього поля найяскравіше буде проявлятися в резонансних областях, але, оскільки, як було показано, наявність поля призводить до зменшення декременту, то відповідні резонанси з'являються навіть у випадку ізотермічної плазми. Цей ефект ілюструється результатами розрахунків. У випадку неізотермічної плазми ефект впливу зовнішнього поля ще помітніший (рис. 13). В останньому випадку власні частоти резонансних флуктуацій в підкритичному режимі суттєво залежать від значень зовнішнього поля (дрейфової швидкості). При досягненні полем критичного значення ($\gamma_{\mathbf{k}} \rightarrow 0$) інтенсивність резонансної лінії необмежено наростає у повній відповідності з оцінкою (46).

У роботах [1–3, 24], результати яких представлені у п. 5.2 було дане послідовне лінійне кінетичне описання електромагнітних процесів у слабоіонізованій плазмі із зіткненнями із урахуванням поглинання електронів та іонів порошинок, а також флуктуацій заряду порошинок. Ключовим моментом є те, що збурення електричного поля впливають на струми заряджання і, таким чином, призводять до флуктуацій заряду порошинок. Такий самоузгоджений вплив дає додатковий внесок у діелектричний відгук заповненої плазми, який у свою чергу визначає дисперсію і згасання хвиль.

У заповненій плазмі флуктуації густини заряду пов'язані не лише з електронами та іонами $\delta \rho_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = e_{\alpha} \delta n_{\alpha}(\mathbf{r}, t)$, але і з флуктуаціями густини заряду порошинок, які можна розділити на дві складових. Перша складова відповідає флуктуаціям концентрації порошинок, а друга – флуктуаціям їхніх зарядів $\delta \rho_g(\mathbf{r}, t) = e_g \delta n_g(\mathbf{r}, t) + n_g \delta e_g(\mathbf{r}, t)$, де e_g – стаціонарний заряд порошинки, n_g – середня концентрація порошинок. Рівняння для $\delta e_g(\mathbf{r}, t)$ має вигляд

$$\frac{\partial \delta e_g(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nu_{\text{ch}} \delta e_g(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha=e,i} \frac{\partial I_{\alpha}(n_{\alpha}, e_g)}{\partial n_{\alpha}} \delta n_{\alpha}(\mathbf{r}, t), \quad \nu_{\text{ch}}^{\alpha} = -\frac{\partial I_{\alpha}(n_{\alpha}, e_g)}{\partial e_g}, \quad (48)$$

де частота заряджання ν_{ch} визначається формулою $\nu_{\text{ch}} = \nu_{\text{ch}}^e + \nu_{\text{ch}}^i$.

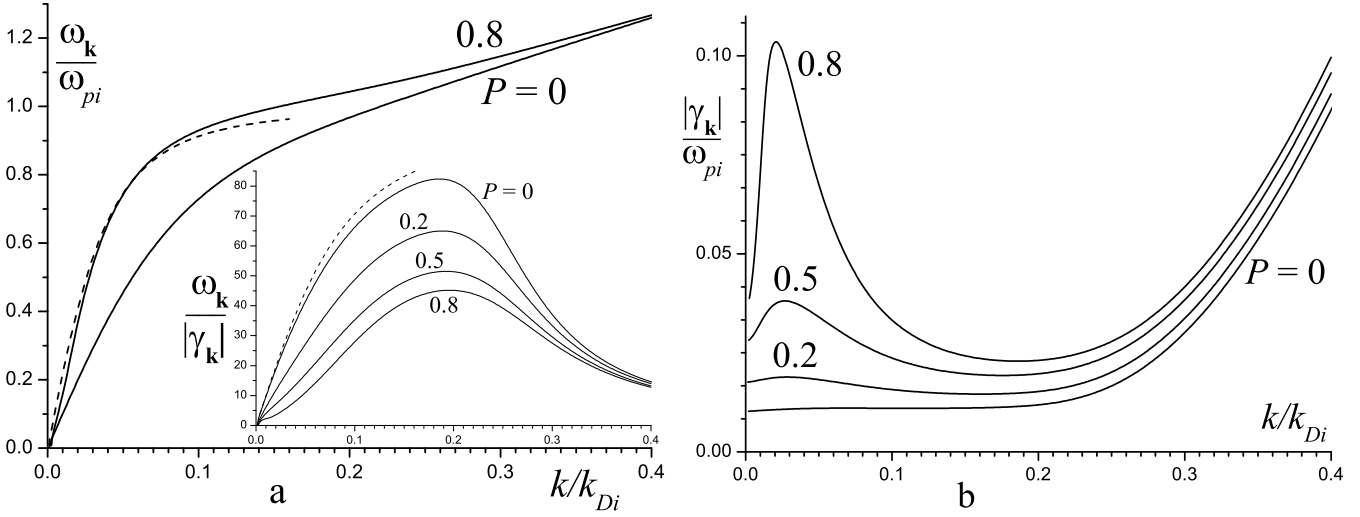


Рис. 14 Власна частота $\omega_{\mathbf{k}}$ (а) і модуль декременту згасання $|\gamma_{\mathbf{k}}|$ (б) іонно-звукових хвиль у неізотермічній ($\tau = 100$) аргонівій плазмі від хвильового числа для $\nu_{in} = 0.02\omega_{pi}$, $ak_D = 0.15$, $P = 0; 0.2; 0.5; 0.8$. Штрихові лінії відповідають звичайній плазмі, але з $P = 0.8$, вставка – відношення $\omega_{\mathbf{k}}/|\gamma_{\mathbf{k}}|$.

Електронний струм заряджання $I_e = e_e n_e \sqrt{8\pi a^2 v_{Te}} \exp(-\phi_s)$. Для іонного струму ми використовуємо інтерполяційну формулу [4*], яка з високою точністю відтворює результати кінетичних обчислень [5*]

$$I_i = e_i n_i \sqrt{8\pi a^2 v_{Ti}} \frac{I^{WC} I^{SC}}{I^{WC} + I^{SC}}, \quad (49)$$

де $I^{WC} = 1 + \phi_s \tau + 0.1(\phi_s \tau)^2 \lambda_D / l_i$, $I^{SC} = \sqrt{2\pi} \phi_s \tau l_i / a$, $\tau = T_e / T_i$. Тут $\phi_s = e_e \varphi_s / T_e$ – безрозмірний поверхневий потенціал, φ_s – поверхневий потенціал, ν_i частота зіткнень іонів з іншими частинками.

Для функції діелектричного відгуку був отриманий вираз

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 + \sum_{\alpha=e,i,g} \chi_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) + \frac{i}{\omega + i\nu_{ch}} \sum_{\alpha=e,i} \nu_{\alpha g} \chi_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega), \quad (50)$$

$$\chi_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{k_{D\alpha}^2 (\omega + i\nu_{\alpha}) W(z_{\alpha})}{k^2 (\omega + i\nu_{\alpha}) W(z_{\alpha})}, \quad (51)$$

де $z_{\alpha} = (\omega + i\nu_{\alpha}) / (k v_{T\alpha})$. У запорошеній плазмі разом із зіткненнями плазмових частинок із нейтралами необхідно враховувати їх зіткнення з порошинками: $\nu_{\alpha} = \nu_{\alpha n} + \nu_{\alpha g}$, $\nu_{\alpha g} = n_g I_{\alpha} / (e_{\alpha} n_{\alpha})$.

Відношення n_e / n_i знаходиться з умови квазінейтральності $e_e n_e + e_i n_i + e_g n_g = 0$. Для однозарядних іонів ($e_e = -e_i$), $n_e / n_i = 1 - P$, де $P = e_g n_g / (e_e n_i)$ – параметр Хавнеса.

Спектри і згасання іонно-звукових хвиль у запорошеній плазмі із урахуванням флуктуації заряду порошинок (суцільні лінії на рис. 14а, б) вивчались за допомогою числового розв'язання дисперсійного рівняння $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 0$ відносно комплексної частоти $\omega(\mathbf{k}) = \omega_{\mathbf{k}} + i\gamma_{\mathbf{k}}$, де функція діелектричного відгуку задавалась виразом (50). Оскільки плазмова частота порошинок набагато менша за

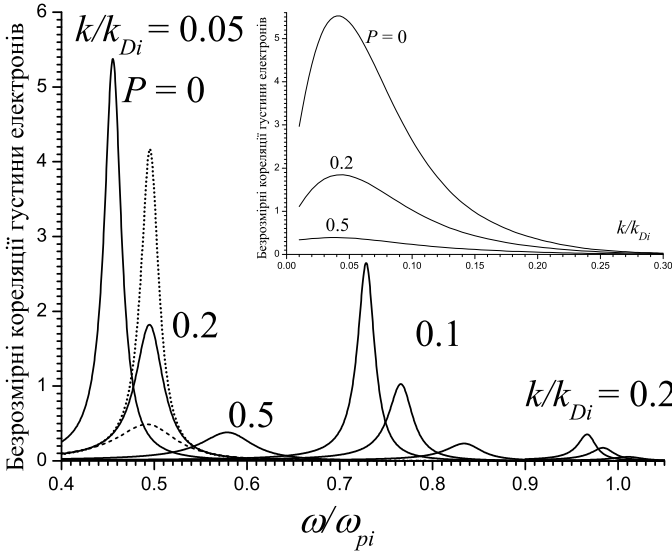


Рис. 15 Спектр флуктуацій густини електронів $\langle \delta n_\alpha^2 \rangle_{\mathbf{k}\omega} \omega_{pi} / n_i$ у неізотермічній ($\tau = 100$) аргонівій плазмі для $\nu_{in} = 0.02\omega_{pi}$, $a/\lambda_D = 0.15$, $k/k_{Di} = 0.05; 0.1; 0.2$, $P = 0; 0.2; 0.5$, $a/\lambda_D = 0.01$ (точкова лінія) і $a/\lambda_D = 1$ (штрихова лінія). Вставка – максимальне значення кореляційної функції густини електронів від k/k_{Di} .

плазмову частоту іонів ω_{pi} , то рух порошинок не впливає на поширення іонно-звукових хвиль, тому у (50) ми нехтували доданком $\chi_g(\mathbf{k}, \omega)$.

У випадку неізотермічної плазми ($\tau = 100$) із зіткненнями, який розглядається на рис. 14а, б, відбувається збільшення фазової швидкості (за рахунок збільшення власної частоти). На рис 14а крива, яка відповідає $P = 0.8$, знаходиться вище, ніж крива для $P = 0$. З цього рисунка також видно, що дисперсія іонно-звукових хвиль у сильнеізотермічній заповненій плазмі добре описується формулою для звичайної плазми (штрихова лінія), але з урахуванням зменшення відношення n_e/n_i . Таким чином, для параметрів які розглядаються, флуктуації заряду порошинок і збільшення ν_{in} через зіткнення іонів з порошинками майже не впливають на спектр іонно-звукових хвиль.

Оскільки при $\tau = 100$ фазова швидкість набагато більша за теплову швидкість іонів, то згасання Ландау є малим для $k \ll k_{De}$, додаткове збільшення фазової швидкості через зменшення n_e/n_i не впливає на згасання хвиль. А от флуктуації заряду порошинок і збільшення ν_{in} через зіткнення іонів з порошинками призводить до суттєвого збільшення модуля декременту згасання (на порядок для $\tilde{k} \approx 0.02$) і відповідно до зменшення відношення $\omega_k/|\gamma_k|$ (див. вставку на рис. 14а). Аналогічні обчислення були проведені для неізотермічної плазми з $\tau = 10$ та ізотермічної плазми $\tau = 1$.

Далі були розраховані кореляційні функції флуктуацій електронної густини

$$\langle \delta \rho_e^2 \rangle_{\mathbf{k}\omega} = \left| 1 - \frac{\chi_e(\mathbf{k}, \omega)}{\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} \left(1 + \frac{i\nu_{eg}}{\omega + i\nu_{ch}} \right) \right|^2 \langle \delta \rho_e^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega} + \left| \frac{\chi_e(\mathbf{k}, \omega)}{\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} \left(1 + \frac{i\nu_{ig}}{\omega + i\nu_{ch}} \right) \right|^2 \langle \delta \rho_i^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega} + \left| \frac{\chi_e(\mathbf{k}, \omega)}{\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} \right|^2 \langle \delta \rho_g^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega}, \quad (52)$$

$$\langle \delta \rho_\alpha^{(0)2} \rangle_{\mathbf{k}\omega} = \frac{T_\alpha k^2}{2\pi\omega} \text{Im} \chi_\alpha(\mathbf{k}, \omega). \quad (53)$$

Спектри флуктуацій густини електронів у сильнеізотермічній плазмі ($\tau = 100$), які наведені на рис. 15, показують, що положення та інтенсивності максимумів залежать від хвильового числа k/k_{Di} і збігаються з власними частотами

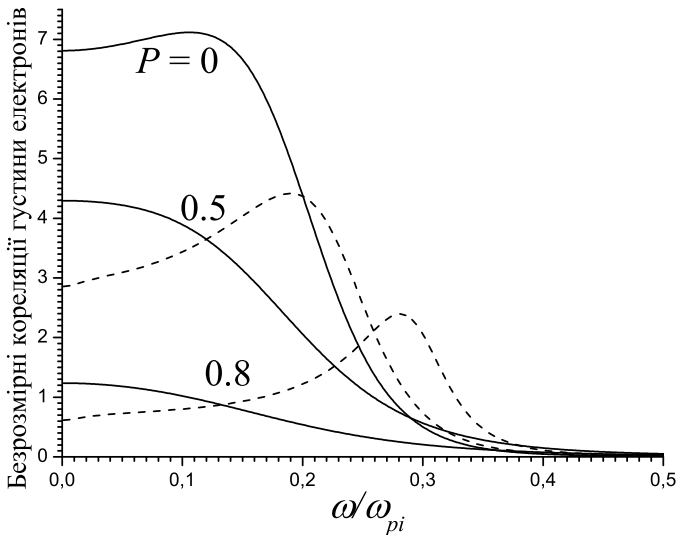


Рис. 16 Спектр флуктуацій густини електронів $\langle \delta n_\alpha^2 \rangle_{k\omega} \omega_{pi} / n_i$ у ізотермічній ($\tau = 1$) аргонівій плазмі для $\nu_{in} = 0.02\omega_{pi}$, $k/k_{Di} = 0.1$, $P = 0; 0.5; 0.8$, $a/\lambda_D = 0.01$ (штрихові лінії) і $a/\lambda_D = 1$ (суцільні лінії).

іонно-звукових хвиль (див. рис. 14). Присутність порошинок призводить до зміщення максимуму флуктуацій до вищих частот і до зменшення інтенсивності флуктуацій. Збільшення власної частоти іонно-звукових хвиль пов'язане зі зменшенням відношення концентрації електронів до іонів n_e/n_i . Це твердження підкріплюється кривими на рис. 15, які відповідають $k/k_{Di} = 0.05$, $P = 0.2$ і різним значенням розміру порошинок $a/\lambda_D = 0.01, 0.15, 1$. Значення частоти зіткнень ν_{ig} і частоти заряджання ν_{ch}^α є набагато меншими для $a/\lambda_D = 0.01$, ніж для $a/\lambda_D = 1$. Отже, флуктуації пригнічуються менше за присутності малих порошинок, ніж великих, але величина зміщення максимуму майже повністю залежить від параметра Хавнеса.

Спектри флуктуації у ізотермічній плазмі відрізняються від спектрів у неізотермічній плазмі: максимумами ширші і зміщені до нижчих частот. Присутність порошинок пригнічує флуктуації, але не так сильно як у неізотермічній плазмі. Рис. 16 ілюструє вплив розміру порошинок на флуктуації в ізотермічній плазмі. Оскільки ν_{ig} і ν_{ch} для $a/\lambda_D = 0.01$ є набагато меншими, ніж для $a/\lambda_D = 1$, то присутність порошинок різних розмірів змінює спектри флуктуацій по-різному, навіть при однаковому значенні параметра Хавнеса.

У **висновках** підсумовуються основні результати роботи.

ВИСНОВКИ

1. На основі кінетичного рівняння розвинуто новий підхід до вивчення ефективного потенціалу порошинки у слабоіонізованій плазмі. Центральним місцем цього підходу є описання поглинання електронів та іонів порошинкою шляхом введення ефективних точкових стоків у кінетичні рівняння для плазмових частинок. На основі запропонованого підходу вперше знайдено вирази для ефективного потенціалу з урахуванням зіткнень електронів та іонів з нейтральними частинками, а також в присутності зовнішнього постійного магнітного поля. Виконано детальний аналіз отриманих співвідношень з урахуванням залежності іонного перерізу заряджання порошинки від швидкості іонів. Отримано прості аналітичні вирази для потенціалів при довільних значеннях довжини вільного пробігу іонів. Показано,

що аналітичні наближення узгоджуються з проведеними числовими розрахунками та встановлено області застосування таких аналітичних наближень.

2. Показано, що розподіл електростатичного потенціалу у слабоіонізованій плазмі з частими зіткненнями поблизу зарядженої сферичної порошинки, яка поглинає електрони та іони, може бути описаний з точністю до декількох відсотків суперпозицією потенціалів Кулона та Дебая з масштабованою довжиною екранування. Суттєве зменшення концентрації плазмових частинок поблизу порошинки, через їх поглинання порошиною, призводить до збільшення довжини екранування у декілька разів, яка зростає зі збільшенням розміру порошинки. У неізотермічній плазмі ці ефекти є ще більш вираженими. Лише у границі малих частинок ($a/\lambda_D \ll 1$) у ізотермічній плазмі довжина екранування наближається до довжини Дебая. Ефективний заряд у кулонівській частині потенціалу зростає зі зменшенням a/λ_D , а у неізотермічній плазмі неекранований заряд може перевищувати екранований заряд і у границі малих порошинок для $T_e/T_i = 10$ досягає $\approx 90\%$ від усього заряду порошинки.

3. Числове розв'язання задачі про екранування порошинки для випадку слабоіонізованої плазми з частими зіткненнями за присутності зовнішнього постійного магнітного поля показує, що навіть слабе магнітне поле (електрони та іони не-замагнічені) може призводити до помітно зменшення струму заряджання і заряду порошинки. Це може бути пояснене зменшенням потоку плазмових частинок до порошинки у перпендикулярному до магнітного поля напрямку. Водночас, слабе магнітне поле не змінює помітно просторову симетрію розподілу потенціалу. Збільшення магнітного поля до значень при яких електрони стають замагніченими призводить до порушення сферичної симетрії ефективного потенціалу. При цьому потенціал спадає швидше у напрямку вздовж поля, ніж у перпендикулярному напрямку. Більше того, подальше збільшення зовнішнього магнітного поля може обумовити немонотонну просторову залежність потенціалу. Це означає, що для порошинок, які знаходяться на одній силовій лінії поля, може мати місце притягання.

4. Показано, що в рамках моделі Пуассона – Больцмана розподіл потенціалу навколо зарядженої сферичної макрочастинки у неізотермічному плазмopodobному середовищі, яка не поглинає електрони та іони, може бути описаний потенціалом Дебая з ефективним зарядом. Значення ефективного заряду залежить від відношення розміру частинки до довжини Дебая a/λ_D , безрозмірного заряду порошинки $z_g = qe_e/aT_e$ та відношення температури електронів та іонів T_e/T_i . Ефективний заряд може бути як значно меншим, так і більшим за реальний заряд. У ізотермічній плазмі ефективний заряд монотонно спадає з z_g , але у неізотермічній плазмі ця залежність має виражений максимум. Для будь-яких значень a/λ_D та z_g значення ефективного заряду у неізотермічній плазмі є більшим, ніж в ізотермічній.

5. В рамках дрейфово-дифузійного наближення обчислено силу взаємодії між двома зарядженими сферичними провідними частинками, які вміщені у слабоіонізоване сильнозіткнене ізотермічне плазмopodobне середовище. Показано, що на

відстанях у декілька радіусів частинки, силу взаємодії між двома провідним частинками, які не обмінюються зарядом із середовищем, можна кількісно описати силою, що відповідає потенціалу Дебая з ефективним зарядом. З'ясовано, що дво-частинкові ефекти особливо важливі під час описання взаємодії порошинок. Для порошинок із розмірами $a \leq \lambda_D$ і на відстанях набагато більших за довжину Дебая, сила взаємодії дорівнює приблизно половині сили Кулона, з якою взаємодіють відповідні точкові заряди у вакуумі. На відстанях менших за декілька радіусів частинки, спостерігаються поляризаційні ефекти, а також зменшення повного заряду порошинок.

6. Кінетична теорія запыреної плазми з моделлю точкових стоків використана для знаходження ефективного потенціалу порошинки у слабоіонізованій плазмі у зовнішньому постійному електричному полі. Знайдена сила тертя, яка пов'язана з дрейфом іонів у зовнішньому електричному полі. Показано, що поглинання іонів порошиною може призводити до зміни напрямку сили тертя.

7. На основі рівняння Батнагара – Гросса – Крука (БГК) розраховано середні та середньоквадратичні зміщення електронів та іонів у плазмі в зовнішньому постійному електричному полі. Виконано порівняння зі зміщеннями, розрахованими на основі рівняння Фоккера-Планка. Показано, що середньоквадратичні зміщення в загальному випадку є відмінними, але відмінність зникає у рівноважному стані.

8. В рамках дрейфово-дифузійного наближення обчислено силу тертя, яка діє на сферичну провідну порошинку, що стаціонарно рухається у сильнозіткненій плазмі. Показано, що як для ізотермічної, так і неізотермічної плазми, розподіли електронів та іонів навколо порошинки створюють таке електричне поле, що сила, яка діє на порошинку направлена вздовж її швидкості, тобто має місце від'ємне тертя. Ця сила немонотонно залежить від швидкості порошинки і приблизно пропорційна квадрату її радіуса як для ізотермічної, так і неізотермічної плазми. Позаду від'ємно зарядженої порошинки у плазмі формується область з від'ємною густиною заряду. Також встановлено, що стаціонарний струм заряджання та заряд порошинки зростають зі зростанням її швидкості.

9. В рамках моделі точкових стоків знайдено наближені аналітичні вирази для сили тертя. З'ясовано, що вони якісно правильно описують залежність сили від швидкості порошинки і дають граничне значення сили тертя, яка діє на порошинки скінченних розмірів. Сформульовано умову за якої від'ємна сила тертя може перевищувати силу тертя із нейтралами, яка описується законом Стокса. Ця умова пропорційна радіусу порошинки a , таким чином, можливе існування порогового значення радіуса a_{cr} вище якого спостерігається від'ємне тертя. В такому разі, розподіл порошинок за швидкостями буде залежати від їхнього розміру.

10. Розвинуто теорію великомасштабних флуктуацій для слабоіонізованої плазми у зовнішньому постійному електричному полі, яка враховує вплив електричного поля на розподіл плазмових частинок за швидкостями та на функцію діелектричного відгуку. Отримано числові розв'язки дисперсійного рівняння в

області іонно-звукових хвиль. Показано, що поле призводить до немонотонної залежності декременту згасання від хвильового вектора, а саме заявляється область де декремент згасання стає додатнім, тобто має місце нестійкість. Представлено результати розрахунків спектрів флуктуації електронної густини. Підтверджено, що резонансна структура таких спектрів визначається власною частотою і декрементом згасання хвиль, які знайдені із урахуванням впливу зовнішнього електричного поля. Виявлено, що електричне поле призводить до резонансної поведінки спектру флуктуацій навіть в ізотермічній плазмі з частими зіткненнями. Досліджено залежність порогу нестійкості від частоти зіткнення.

11. У кінетичному наближенні отримано вираз для діелектричної проникності слабкоіонізованої заповненої плазми із зіткненнями на основі якого досліджено поширення іонно-звукових хвиль. Врахування флуктуацій заряду порошинок призводить до перенормування діелектричної сприйнятливості підсистеми порошинок. Зміни спектру іонно-звукових хвиль у заповненій плазмі порівняно зі звичайною плазмою відбуваються переважно за рахунок зменшення концентрації електронів по відношенню до іонів, а саме власна частота і фазова швидкість зростає зі зменшенням n_e/n_i . Зростання фазової швидкості приводить до зменшення згасання Ландау, яке спостерігається при $k/k_{Di} \gtrsim 0.2$ у ізотермічній та слабконеізотермічній плазмі. Зіткнення електронів та іонів з порошинками, а також флуктуації заряду порошинок, є додатковими механізмами дисипації енергії хвилі і призводять до суттєвого зростання модуля декременту згасання.

12. Показано, що присутність порошинок зі змінним зарядом суттєво впливає на спектри флуктуацій електронної густини. Основними факторами цього впливу є: зменшення у заповненій плазмі концентрації електронів по відношенню до концентрації іонів n_e/n_i , збільшення частоти зіткнень іонів, через зіткнення із порошинками і флуктуації заряду порошинок. У випадку неізотермічної плазми зменшення відношення n_e/n_i призводить до зміщення флуктуаційних максимумів до вищих частот, а також до їх зменшення через зменшення діелектричної сприйнятливості електронів. Збільшення ефективної частоти зіткнень іонів залежить від розміру порошинок і додатково пригнічує флуктуації електронної густини. Самі флуктуації заряду порошинок можуть підсилювати флуктуації електронної густини, але загалом, у заповненій плазмі флуктуації електронної густини суттєво пригнічуються. У випадку ізотермічної плазми присутність порошинок призводить до якісної зміни спектрів флуктуацій. Для великої концентрації малих порошинок іонно-звуковий резонанс стає більш вираженим.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1*. S.A. Khrapak, G.E. Morfill, A.G. Khrapak, and L.G. D'yachkov, "Charging properties of a dust grain in collisional plasmas", *Phys. Plasmas* **13**, 052114 (2006).
- 2*. S.A. Khrapak, B.A. Klumov, and G.E. Morfill, "Electric potential around an absorbing body in plasmas: Effect of ion-neutral collisions", *Phys. Rev. Lett.* **100**, 225003

(2008).

3*. S.A. Khrapak, S.K. Zhdanov, A.V. Ivlev, and G.E. Morfill, “Drag force on an absorbing body in highly collisional plasmas”, *J. App. Phys.* **101**, 033307 (2007).

4*. I.L. Semenov, A.G. Zagorodny, and I.V. Krivtsun, “Ion drag force on a dust grain in a weakly ionized collisional plasma”, *Phys. Plasmas* **20**, 013701 (2013)

5*. S.A. Khrapak and G.E. Morfill, “An interpolation formula for the ion flux to a small particle in collisional plasmas”, *Phys. Plasmas* **15**, 114503 (2008).

6*. I.L. Semenov, A.G. Zagorodny, and I.V. Krivtsun, “On the effect of ion-neutral collisions on dust grain screening in a low-pressure gas discharge plasma”, *Phys. Plasmas* **19**, 043703 (2012).

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

1. A.I. Momot, A.G. Zagorodny, and O.V. Momot, “Electron density fluctuations in collisional dusty plasma with variable grain charge”, *Physical Review E* **99**, 013206 (2019).
2. A.I. Momot, A.G. Zagorodny, and O.V. Momot, “Fluctuations and ion-acoustic waves in collisional dusty plasma with variable grain charge”, *Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics* **24**, 79–82 (2018).
3. A.I. Momot, A.G. Zagorodny, and O.V. Momot, “A kinetic description of ion-acoustic waves in collisional dusty plasma: effects of grain charge fluctuations”, *Physics of Plasmas* **25**, 073706 (2018).
4. A.I. Momot, “Effective charge of a macroparticle in a non-isothermal plasma within the Poisson–Boltzmann model”, *Contributions to Plasma Physics* **58**, 233–238 (2018).
5. A.V. Filippov, A.G. Zagorodny, A.I. Momot, A.F. Pal’, and A.N. Starostin, “Analysis of macroparticle charge screening in a nonequilibrium plasma based on the kinetic collisional point sink model”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **125**, 926–939 (2017).
6. A.I. Momot, “Negative drag force on finite-size charged dust grain in strongly collisional plasma”, *Physics of Plasmas* **24**, 103704 (2017).
7. A.I. Momot, A.G. Zagorodny, and I.S. Orel, “Interaction force between two finite-size charged particles in weakly ionized plasma”, *Physical Review E* **95**, 013212 (2017).
8. A.I. Momot and A.G. Zagorodny, “Toward Analytical description of the electrostatic potential of charged macroparticle in weakly ionized plasma”, *Europhysics Letters* **114**, 65004 (2016).

9. А.Г. Загородній та А.І. Момот, *Вступ до кінетичної теорії плазми* (Наукова думка, Київ, 2015).
10. А.І. Momot, “Screening and interaction of conductive grains charged by drift-diffusion currents in plasma”, *Physica Scripta* **T161**, 014002 (2014).
11. А.І. Momot, “Grain in weakly ionized plasma in the presence of an external magnetic field: Charging by plasma currents and effective potential”, *Physics of Plasmas* **20**, 073703 (2013).
12. А.І. Momot, “Grain charging in weakly ionized plasma in the presence of external magnetic field”, *Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics* **18**, 67–71 (2012).
13. А.І. Momot and А.Г. Zagorodny, “Fluctuations in collisional plasma in the presence of an external electric field”, *Physics of Plasmas* **18**, 102110 (2011).
14. А.Г. Zagorodny, I.V. Rogal, А.І. Momot, and I.V. Schweigert, “Grain in a plasma in the presence of external electric field: kinetic calculation of effective potential and ionic drag force”, *Ukrainian Journal of Physics* **55**, 29–35 (2010).
15. А.В. Filippov, А.Г. Zagorodny, А.І. Momot, А.Ф. Pal’, and А.Н. Starostin, “Screening of a moving charge in a nonequilibrium plasma”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **108**, 497–515 (2009).
16. А.Г. Zagorodny, А.І. Momot, А.В. Filippov, А.Ф. Pal, and А.Н. Starostin, “About the influence of plasma particles collisions on the effective grain potential”, *Ukrainian Journal of Physics* **54**, 1089–1093 (2009).
17. А.В. Filippov, А.Г. Zagorodny, and А.І. Momot, “Screening of a moving charge in a nonequilibrium plasma”, *JETP Letters* **88**, 24–30 (2008).
18. А.Г. Zagorodny, А.В. Filippov, А.Ф. Pal’, А.Н. Starostin, and А.І. Momot, “Kinetic theory of dusty plasmas and effective grain interactions”, *Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics* **14**, 70–74 (2008).
19. А.В. Filippov, А.Г. Zagorodny, А.Ф. Pal’, А.Н. Starostin, and А.І. Momot, “Kinetic description of the screening of the charge of macroparticles in a nonequilibrium plasma”, *JETP Letters* **86**, 761–766 (2008).
20. А.В. Filippov, А.Г. Zagorodny, А.І. Momot, А.Ф. Pal’, and А.Н. Starostin, “Interaction of two macroparticles in a nonequilibrium plasma”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **105**, 831–845 (2007).
21. А.Н. Starostin, А.В. Filippov, А.Ф. Pal’, А.І. Momot, and А.Г. Zagorodny, “Shielding and Interaction of Dust Particles in Non-Equilibrium Plasma”, *Contributions to Plasma Physics* **47**, 388–401 (2007).
22. А.В. Filippov, А.Г. Zagorodny, А.І. Momot, А.Ф. Pal’, and А.Н. Starostin, “Charge screening in a plasma with an external ionization source”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **104**, 147–161 (2007).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

23. A.I. Momot, “Negative drag force on finite-size dust grain in strongly collisional plasma”, in [Abstracts of 45th EPS Conference on Plasma Physics, Prague, Czech Republic](#) (2018), p. 5.3009.
24. A.I. Momot and A.G. Zagorodny, “Fluctuations and ion-acoustic waves in collisional dusty plasma: effects of grain charging dynamics”, in [Abstracts of International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkiv, Ukraine](#) (2018), p. 58.
25. A.G. Zagorodny and A.I. Momot, “Polarization effects in macroparticle interactions in plasmas and plasma-like media”, in [Abstracts of International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkiv, Ukraine](#) (2016), p. 19.
26. A.I. Momot and A.G. Zagorodny, “Analytical description of the electrostatic potential of dust grain in weakly ionized plasma”, in [Abstracts of International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkiv, Ukraine](#) (2016), p. 71.
27. A.I. Momot and A.G. Zagorodny, “Interaction of charged conductive spherical particles in strongly collisional plasma”, in [Abstracts of International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Kharkiv, Ukraine](#) (2014), p. 60.
28. A.I. Momot and A.G. Zagorodny, “Macroparticle charging and screening in weakly ionized plasma with magnetized electrons”, in [Proceedings of 31th International Conference on Phenomena in Ionized Gases \(ICPIG\), Granada, Spain](#) (2013).
29. A.I. Momot and A.G. Zagorodny, “Screening of dust grain charged by drift-diffusion currents in magnetized plasma”, in [Abstracts of International Conference on Research and Application of Plasmas, Warsaw, Poland](#) (2013).
30. A.I. Momot and A.G. Zagorodny, “Grain charging in weakly ionized plasma in the presence of external magnetic field”, in [Book of abstracts Alushta 2012 International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion and the Adjoint Workshop “Nano- and Micro- Sized Structures in Plasmas”, Alushta, Ukraine](#) (2012), p. 227.
31. A.G. Zagorodny, A.I. Momot, I.V. Rogal, and I.V. Schweigert, “Kinetic description of ionic drag force in collisional plasma”, in [Proceedings of the 3-rd International Conference “Dusty Plasmas in Applications”, Odesa, Ukraine](#) (2010), pp. 140–143.
32. A.G. Zagorodny, I.V. Rogal, A.I. Momot, and I.V. Schweigert, “Grain in a Plasma in the Presence of External Electric Field: Kinetic Calculation of Effective Potential and Ionic Drag Force”, in [Book of abstracts Bogolyubov Kyiv Conference “Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics”, Kyiv, Ukraine](#) (2009), p. 183.

33. А.І. Момот, А.Г. Загородній, І.В. Рогаль та І.В. Швейгерт, “Ефективний потенціал порошинки у плазмі за наявності зовнішнього електричного поля”, в Тези Української конференції з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу, Київ, Україна (2009), с. 25.
34. A.V. Filippov, A.I. Momot, A.F. Pal', A.N. Starostin, and A.G. Zagorodny, “Shielding of a Moving Charged Dust Particle in the Nonequilibrium Plasma”, [AIP Conference Proceedings 1041, 207–208 \(2008\)](#).
35. A.G. Zagorodny, A.V. Filippov, A.F. Pal, A.N. Starostin, and A.I. Momot, “Kinetic theory of dusty plasmas and effective grain interactions”, in Book of abstracts Alushta 2008 International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Alushta, Ukraine (2008), p. 15.
36. A.G. Zagorodny, A.V. Filippov, A.F. Pal, A.N. Starostin, and A.I. Momot, “Kinetic description of effective grain potentials in a plasma”, in [Proceedings of the 2-nd International Conference “Dusty Plasmas in Applications”](#), Odesa, Ukraine (2007), pp. 176–181.
37. A.V. Filippov, A.I. Momot, A.F. Pal, A.N. Starostin, and A.G. Zagorodny, “Interaction of moving dust particles in a nonequilibrium plasma”, in [Proceedings of the 2-nd International Conference “Dusty Plasmas in Applications”](#), Odesa, Ukraine (2007), pp. 48–51.
38. A. Zagorodny, O. Bystrenko, T. Bystrenko, A. Filippov, A. Momot, A. Pal', and A. Starostin, “Effective grain interaction in dusty plasmas: theoretical description and numerical simulation”, in [Abstracts of 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases \(ICPIG\)](#), Prague, Czech Republic (2007), p. 26.

АНОТАЦІЯ

Момот А.І. Ефективні взаємодії та флуктуації у запорошеній слабкоіонізованій плазмі. – На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика. – Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, 2019.

У роботі розглядається запорошена слабкоіонізована плазма, динаміка якої описувалася або на основі кінетичного рівняння з інтегралом зіткнень Батнагара – Гросса – Крука (БГК), або, у випадку частих зіткнень, з допомогою дрейфово-дифузійного наближення. На основі кінетичного підходу розвинуто модель точкових стоків і знайдено вирази для ефективного потенціалу зарядженої порошинки, в тому числі за присутності постійного зовнішнього магнітного або електричного поля. Чисельно розв’язана задача про ефективний потенціал порошинки і взаємодію між двома макрочастинками у плазмі з частими зіткненнями. В рамках моделі Пуассона – Больцмана, обчислено розподіл потенціалу навколо зарядженої сферичної частинки у неізотермічній плазмі. Досліджено силу тертя,

яка діє на провідну порошинку, що стаціонарно рухається у плазмі з частими зіткненнями. Узагальнено кінетичну теорію великомасштабних флуктуацій у плазмі на випадок присутності зовнішнього постійного електричного поля. Дисперсійне рівняння для такої плазми розв'язано чисельно в області іонно-звукових хвиль. Запропоновано новий підхід до послідовного кінетичного опису великомасштабних флуктуацій у заповненій плазмі з урахуванням флуктуацій заряду порошинок внаслідок їх заряджання плазмовими струмами.

Ключові слова: заповнена плазма, слабоіонізована плазма, ефективний потенціал, кінетичне рівняння БГК, рівняння Пуассона – Больцмана, від'ємне тертя, взаємодія порошинок, іонно-звукові хвилі, великомасштабні флуктуації.

АННОТАЦІЯ

Момот А.И. Эффективные взаимодействия и флуктуации в пылевой слабо ионизированной плазме. – На правах рукописи.

Диссертация на соискание научной степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.02 – теоретическая физика. – Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, 2019.

В работе рассматривается пылевая слабо ионизированная плазма, динамика которой описывалась или на основе кинетического уравнения с интегралом столкновений Батнагара – Гросса – Крука (БГК), или, в случае частых столкновений, с помощью дрейфово-диффузионного приближения. На основе кинетического подхода развита модель точечных стоков и найдены выражения для эффективного потенциала заряженной пылинки, в том числе в присутствии постоянного внешнего магнитного или электрического поля. Численно решена задача о эффективном потенциале пылинки и взаимодействии двух макрочастиц в плазме с частыми столкновениями. В рамках модели Пуассона – Больцмана, вычислено распределение потенциала вокруг заряженной сферической частицы в неизотермической плазме. Исследована сила трения, которая действует на проводящую пылинку, которая стационарно движется в плазме с частыми столкновениями. Обобщена теория крупномасштабных флуктуаций в плазме на случай присутствия внешнего постоянного электрического поля. Дисперсионное уравнение для такой плазмы численно решено в области ионно-звуковых волн. Предложен новый подход к последовательному кинетическому описанию крупномасштабных флуктуаций в пылевой плазме с учетом флуктуаций заряда пылинок вследствие их зарядки плазменными токами.

Ключевые слова: пылевая плазма, слабо ионизированная плазма, эффективный потенциал, кинетическое уравнение БГК, уравнение Пуассона – Больцмана, отрицательное трение, взаимодействие пылинок, ионно-звуковые волны, крупномасштабные флуктуации.

ABSTRACT

Momot A.I. Effective interactions and fluctuations in dusty weakly ionized plasma. – Manuscript.

Thesis for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences by speciality 01.04.02 – Theoretical Physics. – Bogolyubov Institute for Theoretical Physics of the NAS of Ukraine, Kyiv, 2019.

Dusty plasma, i.e. plasma with fine particles of condensed matter (grains) is considered in the present work. When electron or ion collides with grain it stays on its surface (is absorbed). Plasma particle fluxes directed to the grain surface appear due to the decrease of their density near the grain. The increase of grain negative charge leads to the increase of ion flux and decrease of electron one. The grain charge grows until the fluxes of plasma particles become equal. The described mechanism of grain charging is the main for a gas-discharge plasma and it is considered in the present work.

The electrostatic potential around the grain is created by the charge of the grain as well as by plasma charges. That is why potential is called effective. Plasma surrounding take part in the interaction between two grains, thus this interaction is also called effective.

Usually, dusty plasma is low-temperature and weakly ionized plasma. In such a plasma the collisions of charged particles (electrons and ions) with neutrals are important. Collisions determine the plasma dynamics, hence they determine the charging currents. In the present work, the dynamics of weakly ionized plasma were described on the basis of the kinetic equation with Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) collision integral or in the case of strongly collisional plasma using the drift-diffusion approximation.

The effective potential of the spherical grain is studied. The new approach on the basis of the BGK kinetic equation is proposed. The central point of this approach is the description of electron and ion absorption by the grain through introducing effective point sinks in the kinetic equations describing the dynamics of plasma particles. With the use of this approach, analytical expressions for the effective potential are derived with allowance for the presence of an external constant magnetic field.

Electrostatic potential distribution around solitary charged grain embedded into weakly ionized strongly collisional plasma is studied numerically within the drift-diffusion approximation. It is shown that effective potential can be described with precision to several percents by the sum of Coulomb potential and Debye potential with scaled screening length.

The problem of grain screening is solved numerically for the case of strongly collisional weakly ionized plasma in the presence of an external constant magnetic field. The dependence of charging currents and stationary grain charge on the electron magnetization parameter is studied.

The electrostatic potential distribution around a charged spherical finite-size particle in a nonisothermal plasma-like medium was studied numerically within the

Poisson–Boltzmann model. The particle with no charge exchange with a surrounding medium (colloidal particle) was considered.

The interaction forces between two identical charged spherical conductive particles embedded into weakly ionized strongly collisional isothermal plasma-like medium are studied numerically. The calculations are performed for the case of particles with a fixed electric charge under the assumption that particles do not absorb electrons and ions from the surrounding plasma (colloidal particles) as well as for particles charged by plasma currents (grains).

The kinetic calculations of the effective grain potential for the case of weakly-ionized plasma in the external constant electric field are performed. The drag force associated with the ionic drift in the external field is found. The changes of plasma particle distribution functions due to an external electric field and their influence on the plasma dielectric response are taken into account. The mean and mean-square displacements of plasma particles are found on the basis BGK equation.

The charged conductive spherical finite-size dust grain stationary moving in a strongly collisional weakly ionized plasma is considered. The drag force on the grain is studied numerically within the drift-diffusion approximation for both isothermal and nonisothermal plasma. The drag force is compared with the neutral drag (force due to collisions of neutrals with the grain) that is described by the Stokes law. The analytical expressions for the ion drag force are obtained within the point sink model.

The theory of large-scale fluctuations (fluctuations of one-particle distribution function) in a weakly ionized plasma is generalized for the case of the presence of an external constant electric field. The collisions between plasma particles and neutrals were described within the BGK model. The dispersion equation for such a plasma is solved numerically in the frequency domain of ion-acoustic waves. It is shown that an external electric field can lead to ion-acoustic wave instability.

The new approach to consistent kinetic description of the large-scale fluctuations in dusty weakly ionized plasma is formulated with regard to the collisions between plasma particles with neutrals and grains, as well as grain charge fluctuations due to their charging by plasma currents. The expression for dielectric response function is obtained. The influence of collision and charging processes on the ion-acoustic wave spectrum and damping in dusty plasma is analyzed. The fluctuation spectra in dusty plasma are studied.

Key words: dusty plasma, weakly ionized plasma, effective potential, BGK kinetic equation, Poisson – Boltzmann equation, negative drag, inter-grain interaction, ion-acoustic waves, large-scale fluctuations.