

В.І. МАРЕНКОВ

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова
(Вул. Дворянська, 2, Одеса; e-mail: maren0@ukr.net)

РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ НАНОЧАСТИНОК ГЕТЕРОГЕННОЇ ПЛАЗМИ З КОНДЕНСОВАНОЮ ДИСПЕРСНОЮ ФАЗОЮ

УДК 533.93:533.951.2;
536.6

На основі статистичного “чарункового” підходу до опису іонізації гетерогенної плазми (ГП) вивчено механізм генерації гальмівного радіовипромінювання в об’ємі гетерогенних плазмових утворень. Запропоновано нову модель опису ефективної взаємодії мікрополів і зарядів у плазмі. Стохастичний рух заряджених частинок ГП розглядається в моделі як еволюціонуючий процес ангармонічних коливань окремих зарядів у миттєвому полі електричних сил чарунки електронейтральності. Ефективні значення частот і питома інтегральна потужність гальмівного випромінювання ГП в радіодіапазоні визначаються як середні за ансамблем чарунок. Амплітудно-частотна функція і відносні внески окремих коливних мод зарядів плазми в інтенсивність радіовипромінювання знайдені в наближенні хаотичних фаз. У просторі визначальних параметрів ГП проведено порівняльний аналіз даних модельної теорії та експерименту для плазми з наночастинками оксиду алюмінію. Відзначено добре як якісне, так і кількісне узгодження результатів комп’ютерного – в рамках моделі, і натурального експериментів. Обговорено можливості застосування отриманих результатів для завдань теледіагностики гетерогенних плазмових утворень.

Ключові слова: чарунка, квазінейтральність, гетерогенне плазмове утворення (ГПУ), гетерогенна плазма, конденсована дисперсна фаза (КДФ), радіочастотне гальмівне випромінювання плазми, теледіагностика.

1. Вступ

Високотемпературні викиди промислових аерозолів, іонізовані пило-газові утворення в атмосфері і космосі, продукти руйнації метеоритів при їх взаємодії з атмосферою Землі, скупчення космічного пилу в умовах дії іонізуючої радіації, продукти абляції поверхонь у швидкісних високотемпературних газових потоках – далеко не повний перелік об’єктів земного та космічного походження, для яких іонізація структурних одиниць (макрочастинок пилу та атомів і молекул газу) є достатньою для встановлення (за рахунок далекосяжної електромагнітної міжчастинкової взаємодії)

квазінейтральності в об’ємі [1–8]. Тобто, такі об’єкти, з огляду на наявність високих питомих енерговнесків та, як наслідок – суттєвої іонізації структурних елементів, набувають плазмових властивостей. При цьому у ролі постачальників енергії для окремих компонентів системи зазвичай виступають зовнішні – іонізуюче випромінювання, або внутрішні – екзотермічні плазмо-хімічні реакції – джерела іонізації [1–5]. Більшість таких процесів є нерівноважними і супроводжуються у власному об’ємі гетерогенного плазмового утворення наявністю макроскопічних потоків енергії, імпульсу, маси та електричного заряду [6]. В той самий час, найбільш легка електронна підсистема ГПУ, що її характеризує час релаксації, який є

© В.І. МАРЕНКОВ, 2014

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2014. Т. 59, № 3

на багато порядків меншим від усіх інших часових масштабів релаксаційних процесів встановлення у системі локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР), “швидко відстежує” зміни локального самоузгодженого електростатичного поля в областях ЛТР плазмової системи. Розгляд електроніонних процесів ГПУ, заснований на “моделі квазінейтральних чарунок плазми”, відкриває у рамках “аналога адіабатичного наближення” нові можливості щодо досліджень та опису гальмівної радіації в областях ЛТР нерівноважних плазмових систем [6–10]. Зокрема, відстежуючи у часі зміни гальмівної радіації та інтенсивність її “частинкової” складової у радіосигналі гетерогенної плазми з конденсованою дисперсною фазою, досліджувати параметри її важкої підсистеми – ансамблю частинок конденсованої дисперсної фази. Питомі внески ангармонійних коливань індивідуальних зарядів визначають інтенсивність та профіль амплітудно-частотної функції гальмівного радіовипромінювання ГПУ. Порівняльний аналіз відносних інтенсивностей спектральних складових радіосигналу ГПУ, в рамках зворотної задачі “статистичного підходу чарунок”, надає можливість отримати інформацію щодо електрофізичних параметрів газової та конденсованої дисперсної фази. В обширному колі монографічних публікацій ([11–16] та інших) та окремих досліджень гальмівної радіації макрочастинок у термічній плазмі приділено недостатньо уваги, як в експериментальному, так і в теоретичному плані. Статистичні аспекти теоретичного опису гальмівних електроніонних процесів ГП становлять головну мету досліджень даної роботи.

2. Локальне електростатичне поле плазмозоля

У моделі статистичних чарунок електронейтральності для розрідженого плазмозолю – системи емітуючих макрочастинок, буферного газу та електронів [5–10] – розподіл самоузгодженого електростатичного потенціалу у вільному об’ємі чарунки $C'_\xi = C_\xi^z - V_p$ дефінується рівнянням Пуасона–Больцмана (РПБ), розв’язок якого визначається за формулою

$$\varphi(r) = \frac{\alpha}{\kappa T} \left\{ \kappa r_C \operatorname{ch}[\kappa(r_C - r)] - \operatorname{sh}[\kappa(r_C - r)] - \kappa r \right\}, \quad (2.1)$$

де $\varphi(r)$ – самоузгоджений потенціал в об’ємі чарунки; r – радіальна координата; r_C – радіус сферичної чарунки електронейтральності; $\kappa = \sqrt{\frac{4\pi e^2}{kT} n_{e0}}$ – обернена довжина Дебая вільних електронів ГПУ, k – стала Больцмана, e – елементарний заряд; T – абсолютна температура; n_{e0} – зліченна концентрація електронів на межі чарунки; $\alpha = \frac{kT}{e}$ – параметр задачі. Для точок власного об’єму макрочастинки (МЧ) $\mathbf{r} \in V_p$ електростатичний потенціал задовольняє рівняння Пуасона–Фермі (РПФ), яке має вигляд

$$\frac{d^2 \tilde{\varphi}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\tilde{\varphi}}{dr} = -\frac{4e}{3\pi \varepsilon_p} \times \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left[(E_F^0)^{3/2} - (E_F)^{3/2} \right]. \quad (2.2)$$

Тут $\tilde{\varphi} = \tilde{\varphi}^i(r)$ – самоузгоджений електростатичний потенціал у власному об’ємі виділеної МЧ; r – радіальна координата; e – елементарний заряд; ε_p – відносна діелектрична проникність матеріалу МЧ; m_e – маса електрона; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – стала Дірака; E_F^0 – енергія Фермі електронів провідності незбуреного матеріалу МЧ; $E_F = E_F(r)$ – локальне значення енергії Фермі.

Розв’язок РПФ (2.2) визначає розподіл самоузгодженого електростатичного потенціалу в тілі МЧ відносно його значення в її центрі. Це значення, що вибирається за нуль потенціалу, відрізняється на константу C від нуля “зовнішнього” потенціалу на межі чарунки. Тому константа “ C ” з необхідністю визначається із умови спряження “зовнішнього” та “внутрішнього” потенціалів на границі МЧ, тобто при $r = r_p$:

$$\tilde{\varphi}(r_p) = \varphi(r_p) + C. \quad (2.3)$$

Інша умова, що “замикає” задачу – умова неперервності нормальної складової електростатичної індукції $\mathbf{D} = \varepsilon \cdot \mathbf{E}$ на поверхні макрочастинки, записується

$$\varepsilon_p \left. \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial r} \right|_{r=r_p} = \varepsilon_G \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=r_p}. \quad (2.4)$$

З врахуванням (2.3), (2.4), $\tilde{\varphi}(r)$ знаходимо у вигляді

$$\tilde{\varphi}(r) = \tilde{\alpha} \cdot [\operatorname{sh}(\kappa_F r) / \kappa_F r - 1]. \quad (2.5)$$

Обернена фермівська довжина електронів провідності КЧ – $\tilde{\kappa}_F$ та параметр $\tilde{\alpha}$ в (2.5) задано формулами (2.6) та (2.7)

$$\kappa_F = \left[\frac{2e^2}{\pi \varepsilon_p} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_F^0 (1 + \tilde{F} - \tilde{F}^0)^{1/2}} \right]^{1/2}, \quad (2.6)$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{2}{3} \frac{E_F^0}{e} \left[(1 + \tilde{F} - \tilde{F}^0) - (1 + \tilde{F} - \tilde{F}^0)^{-1/2} \right]. \quad (2.7)$$

Розв'язки (2.1) та (2.5) були отримані для РПБ і РПФ з використанням межових умов Неймана–Діріхле у лінійному наближенні за потенціалом, відповідно: на границях вільного об'єму чарунки – для “зовнішнього” потенціалу $\varphi(r)$, і власного об'єму макрочастинки – для “внутрішнього” – $\tilde{\varphi}(r)$. При цьому, однорідні умови Неймана задавалися на границі чарунки C_ξ^z для зовнішньої задачі, оскільки чарунка в цілому – електронейтральна, та у центрі МЧ для внутрішньої – з огляду на симетрію розподілу потенціалу. Спряження знайдених розв'язків на поверхні МЧ дає, у підсумку, кінцевий вигляд рівняння, щодо визначення невідомого рівня Фермі електронного компонента ГПУ в областях ЛТР плазми:

$$\Omega(F) = \frac{\tilde{\alpha} \varepsilon_p \kappa E_F^0}{\tilde{\kappa}_F k T} \frac{\text{ch}(\tilde{\kappa}_F r_p)}{\text{ch}[\kappa(r_C - r_p)]} \times \\ \times [\tilde{\kappa}_F r_p - \text{th}(\tilde{\kappa}_F r)] - \kappa(r_C - r_p) + \\ + (1 - \kappa^2 r_C r_p) \text{th}[\kappa(r_C - r_p)] = 0. \quad (2.8)$$

Електронні характеристики ГПУ визначаються з використанням розв'язків (2.1), (2.5), (2.8) в обчислювальному комп'ютерному експерименті для заданого набору визначальних параметрів: температури, концентрації і розміру МЧ, діелектричних та електронних характеристик речовини МЧ. У табл. 1 наведені значення рівня Фермі, заряду МЧ, концентрації електронів в ГПУ та безрозмірного, нормованого на теплову енергію потенціалу поверхні частинок $\text{Al}_2\text{O}_3 - \Phi_p^e \equiv \Phi^e(r_p) = e\varphi_p(kT)^{-1}$, що їх було розраховано для окремих температур, які є характерними для плазми продуктів згоряння ракетних паливних на основі алюмінію [17–19]. Заряд z виражено в одиницях елементарного, розмірність зліченної концентрації електронів $[n_{e0}] = 1 \text{ см}^{-3}$.

Локальні іонізаційні параметри ГПУ є однозначними функціями рівня Фермі вільних електронів

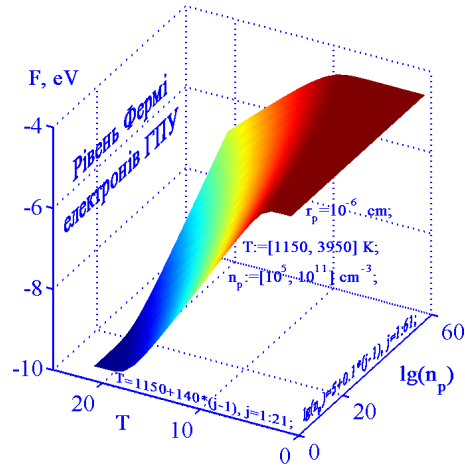


Рис. 1. Залежність рівня Фермі електронного компонента ГПУ від концентрації частинок КДФ та температури T в локально-рівноважному об'ємі плазми

n_{e0} . Тому функції $F = F(T, n_p, r_p, \varepsilon_p W^0, E_c^0)$, аналогічні наведеній на рис. 1, визначаються в обчислювальному експерименті та безпосередньо використовуються у розрахунках характеристик ГПУ, зокрема спектральних складових інтенсивностей гальмівного радіовипромінювання МЧ та електронів. Статистична модель ангармонійних коливних процесів у підсистемі зарядів ГПУ – тема наступного розділу

3. Ангармонійний коливний рух зарядів

Флуктуаційне або активоване (за рахунок зовнішнього впливу) зміщення індивідуального заряду в ефективній чарунці електронейтральності ГПУ (рис. 2), є еквівалентним ланцюжку послідовних

Таблиця 1. Параметри ГПУ для різних температур

№ з/п	T , К	F , eV	z	$\lg(n_{e0})$
0	2750	-6,8807	1,7109	8,2331
1	2830	-7,0662	1,8967	8,2779
2	2910	-7,2516	2,0938	8,3208
3	2990	-7,4368	2,3045	8,3624
4	3070	-7,6214	2,5313	8,4032
5	3150	-7,8053	2,7777	8,4435
6	3230	-7,9881	3,0484	8,4839
7	3310	-8,1695	3,3497	8,5248
8	3390	-8,3492	3,6904	8,5669
9	3470	-8,5264	4,0834	8,6108
10	3550	-8,7005	4,5477	8,6576

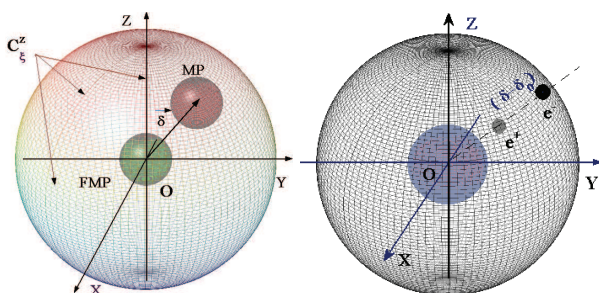


Рис. 2

стадій ангармонійного коливного руху зміщеного заряду у збуреному електростатичному полі усередненої чарунки C_{ξ}^z , яка релаксує до рівноважного стану. На рис. 2, а та рис. 2, б наведено C_{ξ}^z , відповідно збурені зміщенням МЧ і електрона. Зміщення МЧ завжди відраховується від центра лагранжевих координат, електрона – від його початкового положення δ_0 .

Кожне положення δ відносно центра чарунки заряду, що змістився, характеризується певним значенням коефіцієнта квазіпружності μ збуреної чарунки, який дефінується миттєвим значенням сили $\mathbf{f} = \mathbf{f}(\delta)$, що діє на заряд у заданий момент часу. Таким чином, кожна індивідуальна частинка, що змістилась із положення рівноваги, здійснює у чарунці C_{ξ}^z складний коливний рух, який кожного моменту часу в околі точки миттєвої локалізації частинки може бути охарактеризованим певною циклічною частотою, із якою здійснювались би на інтервалі часу $[0, \tau]$ (τ – час релаксації) коливання частинки, якби надалі (у процесі релаксації) коефіцієнт квазіпружності чарунки залишався би сталим.

Модель ангармонійного коливного руху окремої МЧ ґрунтується на двох основних допущеннях:

1. Середній заряд МЧ, отриманий шляхом статистичного усереднення за ансамблем миттєвих чарунок, збігається з усередненим за ансамблем Гібса.

2. Розподіл самоузгодженого електростатичного поля у збуреній зміщеним зарядом (МЧ або електроном) чарунці визначається сумарною дією поля незбуреної чарунки та ефективного диполя, утвореного зміщеною МЧ та фіктивною макрочастинкою (ФМЧ), розподіл заряду на якій є ідентичним розподілу заряду реальної частинки, але має

протилежну полярність (як і на рис. 2, а, ФМЧ завжди розташована у центрі координат).

Зміщення електронів із рівноважних положень та їх локалізація у просторі при температурах $T \sim 2000$ К, згідно з принципом невизначеності Гейзенберга, не можуть бути визначені із точністю більшою, ніж $\Delta\delta \sim 10^{-8}$ см. Таке обмеження “знизу” на середню точність визначення положення електрона у просторі, лімітує верхню границю частот гальмівної радіації електронного компонента в термічній плазмі.

Для достатньо малих проміжків часу, модуль зміщення зарядженої частинки $|\zeta| = |\delta - \delta_0| \ll 1$, і рівняння її ангармонійного коливного руху запишемо

$$m_j \ddot{\delta} = -\mu \zeta. \quad (3.1)$$

Індекс j задає сорт зміщеної частинки (p – макрочастинка; e – електрон). Коефіцієнт квазіпружності μ для миттєвої чарунки буде тензором, але при статистичному усередненні залишається тільки його радіальна складова, і рівняння (3.1) набуває скалярного вигляду

$$m_j \ddot{\delta} = -\frac{f_j(\delta) |(\delta - \delta_0)|}{((\delta - \delta_0)\delta)}. \quad (3.2)$$

Радіальну складову сили, що входить в (3.1), визначимо з таких міркувань:

Якщо формально в центрі чарунки помістити “фіктивну макрочастинку” із розподілом заряду ідентичним розподілу на центральній МЧ, але протилежної по відношенню до заряду виділеної МЧ полярності, то осереднене поле, створюване в об’ємі чарунки всіма зарядами системи, окрім центрального – нейтралізованого ФМЧ, не змінюється. І, як випливає із принципу суперпозиції полів в електродинаміці [9], фактичне значення напруженості поля в об’ємі C_{ξ}^z визначається векторною сумою поля зарядового оточення центральної МЧ та полем її власного заряду. При зміщенні центрального заряду результуюче поле у чарунці змінюється на величину сумарного внеску поля “фіктивного заряду” та зміщеної МЧ. Даний розгляд є аналогом реалізації методу електростатичних зображень стосовно визначення усередненого поля у чарунці, збуреній зміщенням центральної МЧ (див. рис. 2, а та б) та надає можливість одержати у дипольному наближенні значення централь-

ної електростатичної сили, що діє на окремих зміщений заряд у збуреній даним зміщенням ς чарунці електронейтральності. Тут зазначимо, що ефективний диполь “МЧ–ФМЧ” визначає лише окрему складову сили. Тому миттєва частота ангармонійних коливань МЧ в даному сенсі не є частотою дипольного вібратора, оскільки коефіцієнт квазіпружності чарунки (див. формулу (3.1)) перш за все залежить від розподілу градієнта самоузгодженого електростатичного потенціалу в незбуреній чарунці, і лише частково модифікується дипольним внеском взаємодії “частинка – зображення”. Як видно з рівнянь (3.1), (3.2), циклічна частота частинки в полі квазіпружної сили збуреної чарунки має значення

$$\omega = \left(\sqrt{\frac{\mu}{m_j}} \right). \quad (3.3)$$

При цьому для МЧ та електронів, що локалізуються у чарунках ГПУ, діючи на них силу, як функцію початкових δ_0 та поточних (зміщених) положень δ , представимо на основі формул 1-го розділу у вигляді

$$f_p(\delta) = -ze \left. \frac{d\varphi}{dr} \right|_{r=\delta} - \frac{z^2 e^2}{\delta^2} = \frac{\alpha^2}{\kappa^2 \delta^2} \times \\ \times \{ \kappa(r_C - \delta) \text{ch}[\kappa(r_C - \delta)] - \\ - (1 - \kappa^2 r_C \delta) \text{sh}[\kappa(r_C - \delta)] \} \times \\ \times \{ x \text{ch}(x) - (1 - x^2 r_C r_p) \text{sh}x \} - \frac{z^2 e^2}{\delta^2}; \quad (3.4)$$

$$f_e(\delta) = +e \left. \frac{d\varphi}{dr} \right|_{r=\delta} - \frac{e^2 \text{Sign}(\delta - \delta_0)}{(\delta - \delta_0)^2} = \\ = \frac{\alpha e}{\kappa \delta^2} \left\{ \kappa(r_C - \delta) \text{ch}[\kappa(r_C - \delta)] - \right. \\ \left. - (1 - \kappa^2 r_C \delta) \text{sh}[\kappa(r_C - \delta)] \right\} - \frac{e^2 \text{Sign}(\delta - \delta_0)}{(\delta - \delta_0)^2}. \quad (3.5)$$

З метою більш компактного запису, у виразах для потенціалу та його похідної будемо у подальшому використовувати позначки $\{\cdot\delta\cdot\}$ та $\{\cdot r_p\cdot\}$ для многочленів у фігурних дужках формул (3.11), (3.12), які, відповідно, утримують, або не утримують “ δ ”. Так, рівняння ангармонійних коливань МЧ (3.9) набуває вигляду

$$m_p \ddot{\delta} = \frac{z^2 e^2}{\delta^2} \left[\frac{\{\cdot\delta\cdot\}}{\{\cdot r_p\cdot\}} - 1 \right]. \quad (3.6)$$

При цьому, коефіцієнт квазіпружності збуреної чарунки $C_\xi^z - \mu_p$, і частота квазіпружних коливань МЧ $-\omega_p$, як функції зміщення частинки, задовольняють співвідношення

$$\mu_p = \frac{z^2 e^2}{\delta^3} \left[1 - \frac{\{\cdot\delta\cdot\}}{\{\cdot r_p\cdot\}} \right], \quad (3.7)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{z^2 e^2}{\delta^3 \cdot m_p} \left[1 - \frac{\{\cdot\delta\cdot\}}{\{\cdot r_p\cdot\}} \right]}. \quad (3.8)$$

Необхідно зазначити, що для точного підрахунку дипольної взаємодії МЧ та ФМЧ у формулах (3.7), (3.8) необхідне врахування наявності у МЧ власного об’єму та “перекриття” об’ємів макрочастинки та її електростатичного зображення поблизу початку координат. В підпрограмах пакета “RFENPF.m” для зміщень $\delta < 2r_p$ дана обставина корегується точним визначенням дипольного внеску шляхом інтегрування за “неперекритими” частинами об’ємів частинки та зображення, тобто сила електростатичної взаємодії “МЧ–ФМЧ” апроксимується інтегралом:

$$\vec{f}_{12} = \oint_{(r_1, r_2 \notin V_1 \cap V_2)} \frac{\rho_1 \rho_2 (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} dV_1 dV_2. \quad (3.9)$$

Власне, формулами (3.1)–(3.9) задані всі необхідні співвідношення, за допомогою яких у дипольному наближенні визначаються параметри гальмівної радіації “частинкової” підсистеми ГПУ в радіодіапазоні. Аналогічні формули для квазігармонійних коливань електронного компонента відізняються початковою точкою зміщень електронів $\delta_0 \in (r_p, r_C)$. І, формули для коефіцієнта квазіпружності чарунки $C_\xi^z - \mu_e$ та частоти ω_e , яка є залежною від миттєвого прискорення електрона, представимо у вигляді

$$\mu_e = \frac{\alpha e}{\kappa \delta^2} \left[\frac{\{\cdot\delta\cdot\}}{|\delta - \delta_0|} - \frac{\kappa e \delta^2 \text{Sign}(\delta - \delta_0)}{\alpha |\delta - \delta_0|^3} \right]; \quad (3.10)$$

$$\omega_e = \sqrt{\frac{\alpha e}{\kappa \delta^2} \left[\frac{\{\cdot\delta\cdot\}}{|\delta - \delta_0|} - \frac{\kappa e \delta^2 \text{Sign}(\delta - \delta_0)}{\alpha |\delta - \delta_0|^3} \right]}. \quad (3.11)$$

4. Амплітудно частотна-функція гальмівної радіації ГПУ

Інтенсивність радіосигналу, випроміненого ГПУ в певному напрямку \mathbf{s} (див. рис. 3), визначається

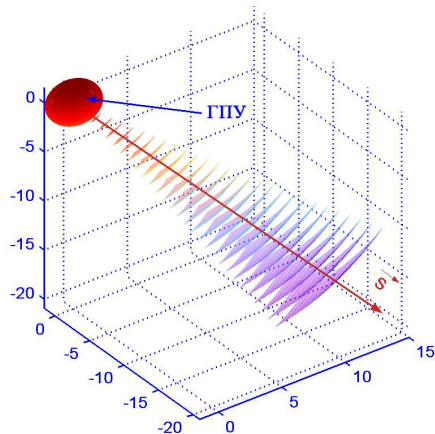


Рис. 3

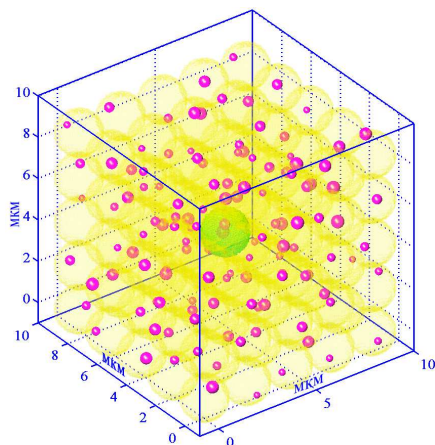


Рис. 4. Елемент об'єму ГПУ з макрочастинками КДФ в чарунках електронейтральності

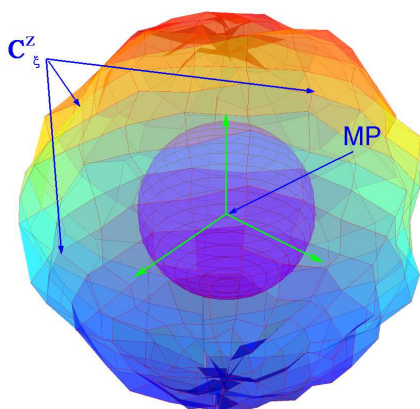


Рис. 5. Миттєва чарунка електронейтральності ГПУ з макрочастинкою у центрі співвпнутих координат чарунки

в хвильовій зоні інтегрованою сумою хаотичних складових радіохвиль, що їх випромінюють прискорені заряди плазмового утворення за усіма напрямками.

Зважаючи на стохастичний характер гальмівної радіації плазми, та залишаючи осторонь поглинання ЕМВ у плазмовому середовищі, визначимо якісний вигляд АЧФ ГПУ виходячи з таких положень:

1) парціальні внески RF-випромінювання прискорених зарядів у чарунках ГПУ є хаотичними за фазою і частотою, і “працює” наближення хаотичних фаз. Тобто інтегральний внесок у загальну потужність ЕМВ визначається адитивним чином; 2) усереднена інтенсивність гальмівної радіації чарунок ГПУ просторово ізотропна та пропорційна загальному числу прискорюваних у самоузгодженому полі зарядів для кожного із компонентів плазми; 3) відносні значення енергетичних внесків індивідуальних чарунок до спектральних складових гальмівної радіації ГПУ визначаються статистичною ймовірністю перебування чарунки у певному збуреному стані, який відповідає певному зміщенню (у межах чарунки) окремої МЧ або електрона. Отже, спектральну густину потужності гальмівної радіації ГПУ у певному напрямку \vec{s} для кожної із спектральних компонент визначимо як середньо статичний інтегрований внесок усіх чарунок плазми. Для певної частоти ω , що відповідає прискореному руху окремого заряду z , миттєва потужність його випромінювання за всіма напрямками буде

$$N_{\zeta} = \frac{2z^2 e^2 |\delta - \delta_0|^2 \omega^2}{3c^3} \sin^2(\omega t). \tag{4.1}$$

Оскільки процес коливань зарядів в ГПУ ангармонійний, усереднення за часом для індивідуальних заряджених частинок проводиться на проміжках часу $[0, \tau]$ (τ – середній час релаксації збуреної чарунки при заданому зміщенні заряду z), з врахуванням зміни амплітуди $|\delta - \delta_0|$ та частоти ангармонійних коливань ω в процесі релаксації C_{ξ}^z . Енергетична світність ГПУ в радіодіапазоні, що її визначено гальмівним ЕМВ макрочастинок та електронів, є складною функцією параметрів ГПУ, та може бути визначена на основі одержаних формул лише в обчислювальному експерименті. Так, на рис. 4–6 наглядно продемонстровано послідовність ініціації гальмівного ЕМВ плазми. За раху-

нок турбулентних пульсацій тиску в плазмі, МЧ в індивідуальних чарунках C_{ξ}^z (як власне і електрони) потерпають активовані зміщення, збурюють розподіл заряду чарунок (рис. 5), та набувають прискорень. Релаксація чарунок до станів ЛТР носить характер квазігармонійного коливного процесу, результатом якого є гальмівна радіація прискорених зарядів, що її випромінює ГПУ у всіх напрямках (рис. 6).

Енергетична світність ГПУ в області радіочастот визначається шляхом усереднення виразу (4.1) за часом для окремих зарядів і частотних інтервалів, з подальшим інтегруванням (для хвильової зони) за об'ємом ГПУ і усіма частотами. На рис. 7–9 наведено дані статистичного підходу, що пропонується щодо визначення амплітудно-частотної функції (АЧФ) гальмівного випромінювання електронів і МЧ ГПУ, для умов модельного експерименту [18] із вимірів коливач струмів витоку з плоского конденсатора, в якому роль підложки виконує факел продуктів згоряння порошку алюмінію в атмосферному повітрі. Як показано в [11] механізм, коливач струму в конденсаторі для експериментів [18], має те саме підґрунтя, що і гальмівна радіація макрочастинок, а саме – квазігармонійний коливний рух МЧ і електронів у самоузгодженому полі плазми. У випадку конденсатора, коливач МЧ зумовлюють зміни локальної діелектричної проникності факела продуктів згоряння, а отже і ємності конденсатора, на відповідних частотах. Для гальмівної радіації кожна частотна складова коливного ангармонійного руху заряду безпосередньо ініціює такі ж, за частотою зміни, у спектральних складових радіосигналу. Тобто, вимірявши певним способом, розподіл амплітуди коливних мод діелектричної проникності конденсатора з плазмовою підложкою (наприклад, фіксуючи струми витоку, як в експерименті [18]), та порівнюючи його із розподілом спектральної інтенсивності гальмівної радіації факела можна, у рамках оберненої задачі, вивчати мікроструктуру та іонізаційні характеристики плазми продуктів згоряння. Необхідно зазначити, що модальна частота АЧФ знайдена з аналізу коливач струмів витоку [18] та на основі формул даної роботи можуть мати незначні розбіжності внаслідок нехтування сил в'язкості буферного газу, радіаційного тертя та пондеромоторних сил в неоднорідному полі чарунки. Ці ефекти враховую-

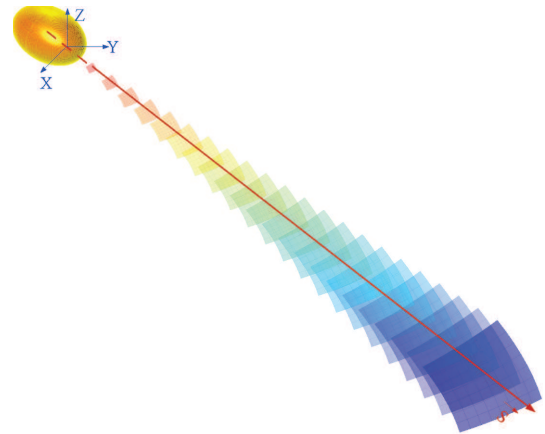


Рис. 6. Гетерогенне плазмове утворення і випромінювана ним гальмівна радіація у напрямку s

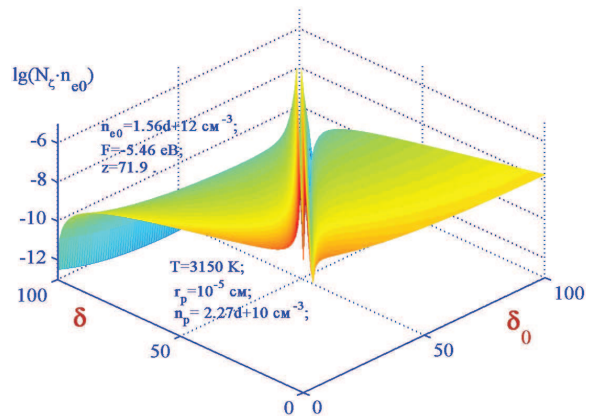


Рис. 7. Потужність гальмівного радіовипромінювання одиничного об'єму плазми з наночастинками Al₂O₃ (оксиду алюмінію)

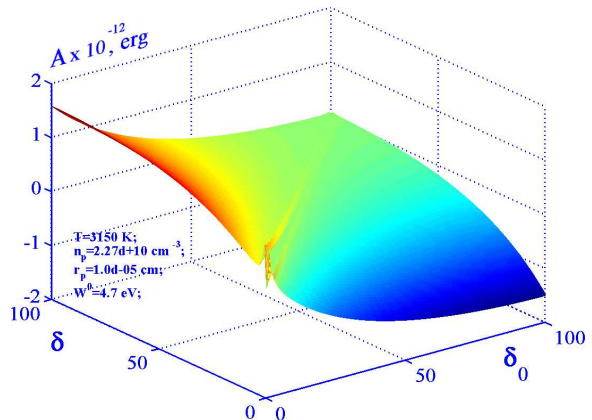


Рис. 8. Залежність енергії чарунки C_{ξ}^z ГПУ від флуктуаційного зміщення електрона відносно положення рівноваги δ_0

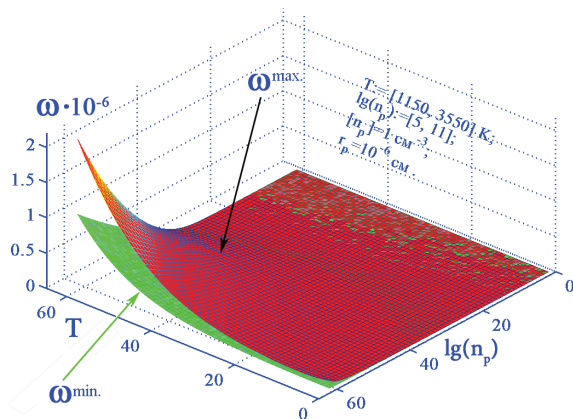


Рис. 9. Межі частотного діапазону гальмівної радіації макрочастинок оксиду алюмінію в плазмі з КДФ

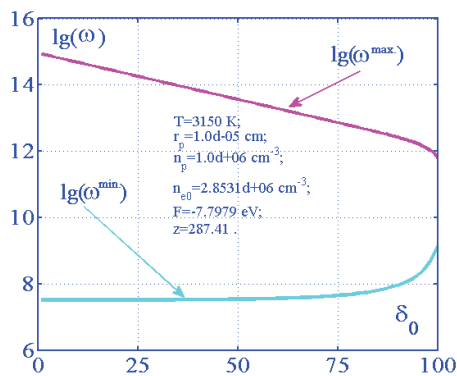


Рис. 10. Межі радіочастот гальмівної радіації електронів ГПУ, які виникають в об'ємі внаслідок термоемісії з поверхні нанорозмірних МЧ

Таблиця 2. Параметри високотемпературного плазмозоля, утвореного продуктами згоряння диспергованого алюмінію в окислювальному середовищі

№ з/п	T	lg(n _{e0})	z	F, eV	lg(ω ^{min})	lg(ω ^{max})
1	3150	10,922	9,5395	-6,256	5,4802	5,8016
2	3190	10,945	10,043	-6,3266	5,5025	5,8306
3	3230	10,966	10,555	-6,3973	5,5241	5,8588
4	3270	10,987	11,078	-6,4682	5,5451	5,8861
5	3310	11,007	11,61	-6,5391	5,5655	5,9127
6	3350	11,027	12,154	-6,6102	5,5854	5,9385
7	3390	11,046	12,708	-6,6814	5,6047	5,9638
8	3430	11,065	13,274	-6,7526	5,6237	5,9884
9	3470	11,084	13,852	-6,8239	5,6422	6,0126
10	3510	11,102	14,443	-6,8951	5,6603	6,0362
11	3550	11,119	15,048	-6,9664	5,6781	6,0595

ться в підпрограмах пакета “RFENPF.m” шляхом долучення у вирази для коефіцієнта квазіпружності чарунки μ відповідних доданків. На рис. 7 для координатної площини (δ_0, δ) наведено повномасштабні дані розрахунків внесків гальмівної радіації електронів одиничного об'єму ГПУ в його сумарну енергетичну світність для умов експерименту [18].

Враховання статистичної ймовірності мати електронам певне зміщення, відносно рівноважного положення у чарунці, реалізується з використанням обчислення роботи сил поля, або роботи зовнішніх сил, що її витрачено на відповідну деформацію (рис. 7). У рамках обчислювального експерименту знайдено межові частоти спектральних компонент радіовипромінювання МЧ у вказаній області визначальних параметрів ГПУ.

В табл. 2 в останніх двох колонках наведено вказані значення частот для макрочастинок оксиду алюмінію в температурному інтервалі $T \in [3150, 3550]$ К. Розрахунки проведено з використанням вихідних даних експерименту [17] для плазмозоля частинок Al_2O_3 . В ГП, що характеризується з параметрами: $T = 3150$ К; радіус МЧ $r_p = 10^{-6}$ см; концентрація $n_p = 10^{11}$ см $^{-3}$, як це видно з першої строчки табл. 2, значення циклічної частоти коливань МЧ в плазмі продуктів згоряння модельного пального лежать у межах інтервалу $\omega \in [10^{lg(\omega^{min})}, 10^{lg(\omega^{max})}] = [3,0213 \times 10^5, 6,3329 \cdot 10^5]$ с $^{-1}$, що відповідає значенням $\nu \in [4,8086 \cdot 10^4, 1,0079 \cdot 10^5]$ Гц. За даними [18], розмір МЧ і концентрація в плазмі продуктів згоряння при температурі $T = 3150$ К дорівнювали: $r_p = 9,9256 \cdot 10^{-6}$ см та $n_p = 4,6126 \cdot 10^9$ см $^{-3}$. В обчислювальному експерименті з використанням пакета підпрограм “RFENPF.m” для даного набору визначальних параметрів плазми мінімальна циклічна частота коливань МЧ у плазмі становила $\omega^{min} = 1,6103 \cdot 10^5$ с $^{-1}$, і, відповідно частота була $\nu^{min} = 2,5629 \cdot 10^4$ Гц. Експериментальне значення $\nu^{min} = 24,5$ кГц в межах відносної похибки $\sim 4,6\%$ збігається з розрахованим в теорії. Таким чином, запропонована модель стохастичного коливного руху зарядів ГПУ добре відтворює експериментальну ситуацію. Зазначимо, що процеси дисипації енергії МЧ за рахунок в'язкості та радіаційного тертя при визначенні ν^{min} не враховувались. Їх врахування зменшує значення ν^{min} , тобто сприяє більш точній апроксимації даних експери-

менту модельною теорією ангармонійного коливного руху МЧ в умовах ГПУ.

Графіки на рис. 10–12, виділяють області чарунок в координатах (δ_0, δ) , які дають парціальні внески в потужність радіовипромінювання для окремих частотних інтервалів. Інтегрування за об'ємом чарунок ГПУ із врахуванням статистичної ймовірності перебувати кожній із них у певному збуреному стані, спричиненому зміщенням окремого заряду, дає внесок у сумарну потужність радіосигналу плазми на заданій частоті. Причому інтенсивність певної спектральної компоненти радіосигналу забезпечується випромінюванням електронів, які локалізуються (з певною ймовірністю) в об'ємних областях чарунок, лімітованих для заданої частоти межовими кривими на 2D-графіках на рис. 11, 12. Так, на рис. 11 просторові області чарунок, де локалізуються електрони, які генерують радіохвилі на частотах $>10^{12}$ Гц, мають зміщення, що їх відображують точки площини графіка між кривими "10¹²". На додаток, як це впливає із аналізу кривих на рис. 12, тільки ті електрони, що мали початкове радіальне положення та потерпають зміщення, дають внески у випромінювання на певній частоті, відповідні залежності для яких перетинають граничні прямі для заданих частот гальмівної радіації. На рівні механізму виникнення та еволюції квазігармонійних коливних мод електронів дана обставина пояснюється тим, що градієнт сумарного електричного поля збуреного чарунки спадає від поверхні МЧ до периферії, і, навпаки – зростає за модулем для складової "електрон-зображення" при малих відносних зміщеннях останнього.

Результати наведеного статистичного підходу щодо опису електрофізичних процесів в гетерогенній плазмі, можуть бути покладеними в основу розробки методик визначення компонентного складу ГПУ та усереднених за об'ємом електрофізичних параметрів газу і ансамбля частинок КДФ за відносними інтенсивностями спектральних складових гальмівної радіації у межах RF-діапазону. Зокрема, для продуктів згоряння твердих ракетних паливних, на основі аналізу АЧФ радіосигналу гальмівної радіації, та вирішення оберненої задачі, існує можливість визначення температури та сорту макрочастинок КДФ. Разом з уточненням електронних характеристик наноструктурованих об'єктів [19–21] результати запропоно-

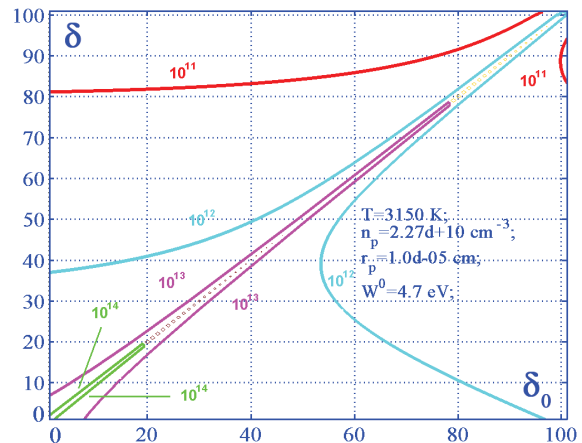


Рис. 11. Просторова локалізація електронів у координатах (δ_0, δ) , які генерують радіохвилі у межах зазначених діапазонів частот

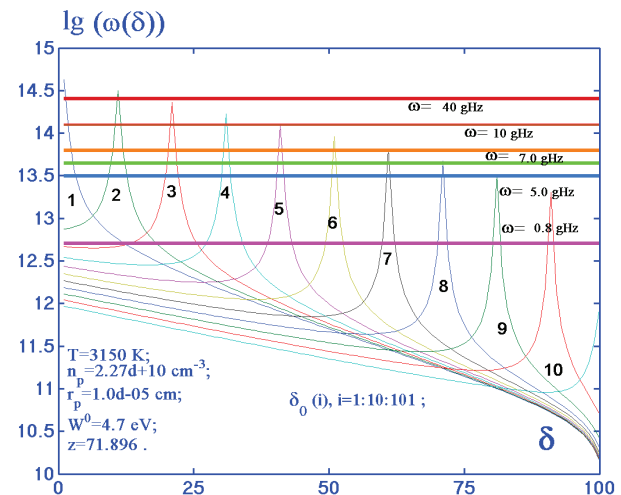


Рис. 12. Парціальні внески прошарків електронних атмосфер МЧ у сумарну потужність гальмівної радіації ГПУ

ваного статистичного підходу можуть бути застосовані до розгляду властивостей ГПУ з полідисперсною конденсованою фазою, що утворюється внаслідок агломерації нанорозмірних МЧ.

5. Висновки

1. Вперше, з використанням статистичного "чарункового підходу", щодо опису електрон-іонних процесів в ГПУ, запропоновано адекватну модель та досліджено механізм виникнення коливного ангармонійного руху індивідуальних макрочастинок і

електронів ГПУ в самоузгодженому полі далекосяжних кулонових сил.

2. Багаточастинкову проблему, щодо визначення коливних мод заряджених макрочастинок в гетерогенних плазмових утвореннях (ГПУ), зокрема продуктах згоряння твердих ракетних палив, зведено до ефективної одночастинкової задачі – дослідження коливного руху виділеної макрочастинки (МЧ) у збуреному самоузгодженому полі статистичної чарунки електронейтральності. Шляхом виокремлення стохастичної та регулярної складових руху зарядів, одержано рівняння для «повертаючої» сили, яка діє на заряджену частинку, яка змістилась відносно положення рівноваги у статистичній чарунці електронейтральності ГПУ. На окремих стадіях ангармонійного коливного руху зарядів плазми знайдені їх парціальні внески у спектральні складові гальмівного радіовипромінювання плазми.

3. Запропонована загальна статистична концепція гальмівної радіації ГПУ, що її засновано на виділенні регулярних та стохастичних складових руху окремих частинок плазми (МЧ та електронів) в ефективному полі чарунки електронейтральності. Випромінювання електромагнітних хвиль прискореними зарядами, що потерпають зміщення із рівноважних положень, представлено як еволюцію миттєвих стадій їх ангармонійних коливань у процесі релаксації збуреної чарунки до рівноваги.

4. В залежності від визначальних параметрів ГПУ, знайдені розподіли ефективних електрофізичних параметрів в областях локальної термодинамічної рівноваги та визначено спектр коливних мод заряджених частинок конденсованої дисперсної фази. В просторі термодинамічних параметрів досліджено область виникнення плазмових нестійкостей, зумовлених «частинковою» компонентою.

5. Амплітудно-частотну функцію (АЧФ) гальмівної радіації макрочастинок і електронів у межах радіодіапазону визначено з врахуванням «сил ефективних осциляторів» (прискорених зарядів) у наближенні хаотичних фаз, з врахуванням статистичного розподілу чарунок електронейтральності ГПУ за відповідними збудженнями. В комп'ютерному експерименті, у просторі визначальних параметрів ГПУ, що є характерними для технологічних видів плазми з конденсованою дисперсною фазою: $T \in [1150, 3950]$ К; $n_p \in [10^5, 10^{12}]$ см⁻³; $r_p \in [10^{-7}, 10^{-4}]$ см; $W^0 = [4, 7]$ еВ; $E_p^0 = [5, 8]$ еВ;

$\varepsilon_p \in [5, 12]$; за допомогою підпрограм пакета "RFENPF.m" отримано діаграми залежностей граничних параметрів коливних мод, які охоплюють множину актуальних для впровадження параметрів плазми і виокремлюють область виникнення коливних нестійкостей.

6. Визначено частоти та функціональні залежності інтенсивності гальмівного радіовипромінювання для локально-рівноважних областей ГПУ від термодинамічних параметрів. Одержано аналітичні вирази для парціальних потужностей спектральних компонент гальмівної радіації у термічній плазмі з КДФ. Показано, що амплітудно-частотна функція радіовипромінювання ГПУ має характерний локальний максимум, зумовлений наявністю найбільш імовірних збурень чарунок електронейтральності плазми за рахунок стохастичних зміщень індивідуальних зарядів.

7. Проаналізовано дані експерименту [18] щодо визначення спектральних складових коливань спорадичних струмів витоку з плоского конденсатора, між пластинами якого розміщено факел плазми продуктів горіння порошку алюмінію в повітрі та підтримується постійна різниця потенціалу. Запропоновано механізм їх виникнення, що ґрунтується на розгляді флуктуаційних змін коливних мод в підсистемі частинок КДФ (оксиду алюмінію) в об'ємі факела, який відіграє роль плазмової прокладки конденсатора. Для вихідних параметрів експерименту по дослідженню коливних процесів у гетерогенній плазмі з частинками оксиду алюмінію [18], у рамках запропонованої моделі визначено її електрофізичні параметри та знайдено коливний спектр "частинкової компоненти". Відзначено добре відтворення теорією (без використання підгонюваних параметрів) характеристик АЧФ ГПУ, знайдених на експерименті. Стисло обговорено можливість запропонованого підходу щодо вирішення проблем теледіагностики гетерогенних плазмових утворень

1. R.A. Treumann and W. Baumjohann, *Advanced Space Plasma Physics* (Imperial College Press, London, 2001).
2. A.G. Zagorodny, I.V. Rogal, A.I. Momot, and I.V. Schweigert, *Ukr. J. Phys.* **55**, 29 (2010).
3. V.N. Tsytoich, G.E. Morfill, S.V. Vladimirov, and H.M. Thomas, *Elementary Physics of Complex Plasmas* (Springer, Berlin, 2008).
4. V.V. Yaroshenko, S.V. Vladimirov, and G.E. Morfill, *New J. Phys.* **8**, 201 (2006).

5. N. Otani and A. Bhattacharjee, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1468 (1997).
6. В.И. Маренков, *Физические модели плазмы с конденсированной дисперсной фазой* (УМК ВО, Киев, 1989).
7. V.I. Marenkov and A.Yu. Kucherskyu, *Phys. Aerodisp. Syst.* **45**, 116 (2008).
8. V.I. Marenkov, in *Proceedings of the 24-th Symposium on Plasma Physics and Technology* (EPS, Prague, Czech Republic, 2010), p. 130.
9. В.И. Маренков, *Материалы XXIV конф. Дисперсн. системи* (ОНУ, Одесса, 2010).
10. V.I. Marenkov, *J. Mol. Liq.* **120**, 181 (2005).
11. V.I. Marenkov, *Odessa State Univ. Her.* **8/2**, 256 (2003).
12. T. Tesfamichael *et al.*, *Appl. Surf. Sci.* **253**, 4853 (2007).
13. H.L. Pécseli, *Waves and Oscillations in Plasmas* (CRC Press, University of Oslo, Oslo, 2012).
14. R.A. Treumann, W. Baumjohann, *Advanced Space Plasma Physics Revised Edition* (Imperial College Press, London, 2001).
15. I.H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
16. P.K. Shukla and A. Mamun, *Introduction to Dusty Plasma Physics* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2002).
17. V.E. Fortov, A.G. Khrapak, S.A. Khrapak, V.I. Molotkov, and O.F. Petrov, *Phys. Usp.* **47**, 5 (2004).
18. N.I. Poletaev, A.V. Florko, Yu.A. Doroshenko, and D.D. Polishchuk, *Ukr. J. Phys.* **53**, 1066 (2008).
19. V.I. Marenkov, in *Nanomaterials: Applications and Properties*, edited by A. Pogrebnjak, T. Lyutyu, S. Protsenko (Sumy Univ., Sumy, 2011), Vol. 2, p. 82.
20. V.I. Marenkov, in *Proceedings of the 14-th International Conference on the Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems* (PreCarpathian National University, Ivano-Frankivsk, 2013), p. 317.

Одержано 28.09.04

В.И. Маренков

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ
НАНОЧАСТИЦ ГЕТЕРОГЕННОЙ ПЛАЗМЫ
С КОНДЕНСИРОВАННОЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ

Резюме

На основе статистического «ячеечного» подхода к описанию ионизации гетерогенной плазмы (ГП) изучен механизм генерации тормозного радиоизлучения в объеме гетерогенных плазменных образований. Предложена новая модель описания эффективного взаимодействия микрополей и зарядов в плазме. Стохастическое движение заряженных частиц ГП рассматривается в модели как эволюционирую-

щий процесс ангармонических колебаний отдельных зарядов в мгновенном поле электрических сил ячейки электро-нейтральности. Эффективные значения частот и удельная интегральная мощность тормозного излучения ГП в радиодиапазоне определяются как средние по ансамблю ячеек. Амплитудно-частотная функция и относительные вклады отдельных колебательных мод зарядов плазмы в интенсивность радиоизлучения найдены в приближении хаотических фаз. В пространстве определяющих параметров ГП проведен сравнительный анализ данных модельной теории и эксперимента для плазмы с наночастицами оксида алюминия. Отмечено хорошее как качественное, так и количественное согласование результатов компьютерного – в рамках модели, и натурального экспериментов. Обсуждены возможности применения полученных результатов для задач теледиагностики гетерогенных плазменных образований.

V.I. Marenkov

RADIATION EMISSION
BY NANOPARTICLES IN HETEROGENEOUS
PLASMA WITH A CONDENSED DISPERSED PHASE

Summary

In the framework of the statistical “cell” approach to the description of the ionization in heterogeneous plasma (HP), the mechanism of braking radiation generation in the bulk of heterogeneous plasma formations has been studied. A new model was proposed for the description of the effective interaction between microfields and charges in plasma. The stochastic motion of charged particles in HP is considered as an evolution of anharmonic oscillations executed by separate charges in an instant field of electric forces in the electroneutral cell. The effective values of frequency and the specific integral power of the braking radiation from HP in the radio-frequency spectral range are calculated by averaging over the ensemble of cells. The amplitude-frequency function and the relative contributions of separate oscillation modes of plasma charges to the emitted radiation intensity are determined in the framework of the random phase approximation. A comparative analysis of the data obtained in the model theory and the experimental ones obtained for plasma with aluminum oxide nanoparticles was carried out in the space of key HP parameters. A good agreement was obtained between the results of computer-assisted simulation and the experimental data both at the qualitative and quantitative levels. Possibilities to apply the results obtained for making teliagnostics of heterogeneous plasma formations were discussed.