

Ю.В. КОВТУН, А.І. СКИБЕНКО, Є.І. СКИБЕНКО, Є.В. СЮСЬКО

Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут" НАНУ
(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua)

**ОСОБЛИВОСТІ ВИКОРИСТАННЯ
МІКРОХВИЛЬОВИХ МЕТОДІВ ДЛЯ ДІАГНОСТИКИ
ЗАПОРОШЕНОЇ ПЛАЗМИ. І. ДІЕЛЕКТРИЧНА
ПРОНИКНІСТЬ, ПОКАЗНИКИ
ЗАЛОМЛЕННЯ ТА ПОГЛИНАННЯ**

УДК 539

Проаналізовано два підходи, які зазвичай використовуються для визначення показників заломлення n і поглинання κ запорошеної плазми. У першому використовують вирази для n і κ , отримані для плазми без порошинок з урахуванням додаткових частот зіткнень частинок з порошинками. У другому враховуються не тільки частоти зіткнень частинок з порошинками, а і характерна частота зарядки порошинок.

Ключові слова: запорошена плазма, показники заломлення та поглинання, мікрохвильові методи діагностики, діелектрична проникність.

1. Вступ

Прогрес та розвиток досліджень з фізики плазми, у тому числі високотемпературної плазми керованого термоядерного синтезу, значною мірою визначаються новаціями, які застосовані щодо методів вимірювання параметрів плазми. Серед методів діагностики плазми широке поширення отримали мікрохвильові методи [1–4], перевагою яких є безконтактність і відсутність обмежень по температурі плазми. Для діагностики використовують як активні, так і пасивні методи. Під час використання пасивного методу вимірюється власне мікрохвильове випромінювання від плазми. Основою для активних методів слугує вимірювання результатів взаємодії електромагнітних хвиль з плазмою. Серед активних методів, що найчастіше використовуються в діагностиці плазми, застосовують методи, засновані на вимірюванні зсуву фази або показника поглинання електромагнітної хвилі, що пройшла через плазму, наприклад, метод інтерферометрії. Відповідно до результатів вимі-

рювання визначаються показники заломлення n та поглинання κ [1–4]:

$$\varphi_p = \frac{\omega}{c} \int_0^{S_p} n(s) ds, \tag{1}$$

$$\mu_p = \frac{\omega}{c} \int_0^{S_p} \kappa(s) ds, \tag{2}$$

де ω – частота зондування, c – швидкість світла, $n(s)$, $\kappa(s)$ – показники заломлення та поглинання в заданій точці s плазми, S_p – шлях мікрохвильового променя в плазмі. Дані методи використовуються для вимірювання деяких параметрів слабоіонізованої та сильноіонізованої плазми (концентрація електронів, частота зіткнення та ін.), а також високотемпературної плазми в експериментах з керованого термоядерного синтезу. Останнім часом область застосування активних мікрохвильових методів дещо розширилася за рахунок застосування їх для діагностики запорошеної плазми [5–8].

Запорошена плазма (комплексна, колоїдна плазма) – це іонізований газ, що містить макроскопі-

© Ю.В. КОВТУН, А.І. СКИБЕНКО, Є.І. СКИБЕНКО, Є.В. СЮСЬКО, 2019

чні заряджені частинки мікронних і субмікронних розмірів [9–15]. Інтерес до запырошеної плазми пов'язаний з широким поширенням її як в природі (атмосфері, космосі та ін.), так і в технологічних плазмових установках (травлення, напилення, термоядерних та ін.). Дослідження процесів, що відбуваються в запырошеній плазмі та визначення її властивостей, можуть бути корисними при вирішенні багаточисельних фізичних і прикладних задач. Вивчення властивостей запырошеної плазми показали, що порошинки можуть утворювати плазмові кластери та кристали. Зазвичай, порошинки (макрочастинки) заряджаються негативно, при цьому їх заряд може досягати до 10^5 заряду електрона. Наявність порошинок не тільки змінюють баланс концентрації електронів та іонів, впливаючи на розповсюдження плазмових коливань, а й призводять до появи нових низькочастотних хвиль [9–15]. Однією з особливостей запырошеної плазми є вплив порошинок на розсіювання в ній електромагнітних хвиль. В роботах [16–20] було показано, що на розсіювання електромагнітних хвиль впливають такі параметри: концентрація, розмір та заряд порошинок. У [21, 22] був розглянутий вплив порошинок на розсіювання електромагнітних хвиль в умовах іоносфери. Як вже наголошувалося, останнім часом отримали розвиток мікрохвильові методи діагностики запырошеної плазми [5–8]. Існує декілька підходів при розгляді результатів взаємодії електромагнітних хвиль із запырошеною плазмою [23, 24]. При цьому в окремих випадках часто розглядаються питання, що не охоплюють можливого застосування мікрохвиль для діагностики запырошеної плазми. Література по даному питанню знаходиться в початковому стані і достатньо розрізненому вигляді.

Метою даної роботи є розгляд взаємодії мікрохвиль з запырошеною плазмою: узагальнення літературних даних, розгляд області застосування і особливостей використання активних мікрохвильових методів для діагностики такої плазми.

2. Розповсюдження електромагнітних хвиль через плазму

2.1. Діелектрична проникність плазми

У загальному випадку комплексну діелектричну проникність середовища можна записати у

вигляді [25]:

$$\varepsilon'_{ij}(\omega, k) = \delta_{ij} + \sum_a \chi_{ij}^{(a)}(\omega, k), \quad (3)$$

де δ_{ij} – одиничний тензор, $\chi_{ij}^{(a)}(\omega, k)$ – тензор високочастотної діелектричної сприйнятливості (поляризованість) a – компоненти плазми, $\chi_{ij}^{(a)}(\omega, k) = i \frac{\sigma_{ij}^{(a)}(\omega, k)}{\omega \epsilon_0}$, $\sigma_{ij}^{(a)}(\omega, k)$ – тензор комплексної провідності, ω – частота, k – хвильовий вектор, ϵ_0 – електрична стала. Залежність цих тензорів від частоти ω визначає частотну дисперсію, а від хвильового вектора k – просторову дисперсію електромагнітного поля в середовищі. При ізотропному розподілі частинок плазми по швидкостях тензор $\chi_{ij}^{(a)}(\omega, k)$ може бути виражений тільки через одиничний тензор δ_{ij} і тензор $k_i k_j$. Відповідно, для ізотропного середовища тензор $\chi_{ij}^{(a)}(\omega, k)$ може бути представлений у вигляді:

$$\varepsilon'_{ij}(\omega, k) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \varepsilon^{tr}(\omega, k) + \frac{k_i k_j}{k^2} \varepsilon^l(\omega, k), \quad (4)$$

де $\varepsilon^{tr}(\omega, k)$ та $\varepsilon^l(\omega, k)$ – поперечна і поздовжня діелектрична проникність. В холодній плазмі, коли можна знехтувати незначним впливом теплового руху частинок на поширення хвилі і просторовою дисперсією, відповідно, отримуємо рівність:

$$\varepsilon^{tr}(\omega, k) = \varepsilon^l(\omega, k) = \varepsilon'(\omega), \quad \varepsilon'_{ij} = \varepsilon'(\omega) \delta_{ij}.$$

При відсутності зовнішнього магнітного поля холодна плазма являється ізотропною. При цьому комплексна діелектрична проникність визначається як [26]:

$$\varepsilon' = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}, \quad (5)$$

де ε – діелектрична проникність, σ – високочастотна провідність плазми. В загальному випадку ε' , ε , σ залежать від частоти і координат. Для двокомпонентної плазми, що містить електрони та іони, умову квазінейтральності напишемо у вигляді:

$$N_e = Z_i N_i, \quad (6)$$

де N_e – концентрація електронів у плазмі, N_i – концентрація іонів у плазмі, Z_i – зарядне число іонів. Відповідно, до цього діелектрична проникність та

провідність плазми визначається [26] як:

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e (\omega^2 + \nu_{(e),\text{eff}}^2)} - \frac{N_i Z_i^2 e^2}{\epsilon_0 m_i (\omega^2 + \nu_{(i),\text{eff}}^2)}, \quad (7)$$

$$\sigma = \frac{N_e e^2 \nu_{(e),\text{eff}}}{m_e (\omega^2 + \nu_{(e),\text{eff}}^2)} + \frac{N_i Z_i^2 e^2 \nu_{(i),\text{eff}}}{m_i (\omega^2 + \nu_{(i),\text{eff}}^2)}, \quad (8)$$

де $\nu_{(e),\text{eff}}$ і $\nu_{(i),\text{eff}}$ – ефективна частота зіткнень електронів та іонів, m_e та m_i – маса електрона та іона. Оскільки відношення мас $m_e/m_i \ll 1$, наприклад, для водню (протона) $m_e/m_i = 5,446 \cdot 10^{-4}$, вплив іонів зазвичай дуже незначний і частіше не враховується. Облік іонів необхідний, якщо є велика кількість негативних іонів або дуже маленька концентрація електронів у плазмі. Без врахування іонів рівняння (7) та (8) набувають вигляду

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e (\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2)}, \quad (9)$$

$$\sigma = \frac{N_e e^2 \nu_{\text{eff}}}{m_e (\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2)}, \quad (10)$$

де ν_{eff} – ефективна частота зіткнень електронів з іонами та нейтральними частинками:

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_{ei} + \nu_{en}, \quad (11)$$

де ν_{ei} – частота електронно-іонних зіткнень,

$$\nu_{ei} = \frac{\sqrt{2} N_i Z_i^2 e^4 \Lambda_{ei}}{12 T_e^{3/2} m_e^{1/2} \pi^{3/2} \epsilon_0^2},$$

Λ_{ei} – кулонівський логарифм; ν_{en} – частота електронно-нейтральних зіткнень,

$$\nu_{en} = N_n K_{el},$$

K_{el} – константа швидкості електронно-нейтральних зіткнень. Міжелектронні зіткнення в ізотропній плазмі неістотні, коли $\omega^2 \gg \nu_{\text{eff}}^2$, тому ними нехтують [26].

2.2. Показник заломлення та поглинання

В мікрохвильовій діагностиці плазми діелектрична проникність і провідність відіграють більш допоміжну роль. Безпосередньо визначають показники заломлення n і поглинання \varkappa . Зв'язок комплексної діелектричної проникності з показниками n та \varkappa дається рівнянням:

$$\varepsilon' = (n - i\varkappa)^2. \quad (12)$$

Враховуючи (5) та (12) відповідно для n , \varkappa маємо:

$$\varepsilon = n^2 - \varkappa^2, \quad (13)$$

$$\frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = 2n\varkappa. \quad (14)$$

Відповідно з (12)–(14), враховуючи (9), (10), показник заломлення n та поглинання \varkappa визначаються як [26]:

$$n^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2 \nu_{\text{eff}}}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} \right)^2}, \quad (15)$$

$$\varkappa^2 = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2 \nu_{\text{eff}}}{\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2} \right)^2}, \quad (16)$$

де ω_{pe} – електронно-плазмова частота,

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}.$$

У граничному випадку високих частот $\omega^2 \gg \nu_{\text{eff}}^2$ рівняння (9), (10) та (15), (16) дещо спрощуються [26]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}, \quad (17)$$

$$\sigma \approx \frac{N_e e^2 \nu_{\text{eff}}}{m_e \omega^2}, \quad (18)$$

$$n^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2 \nu_{\text{eff}}}{\omega^2} \right)^2}, \quad (19)$$

$$\varkappa^2 = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2 \nu_{\text{eff}}}{\omega^2} \right)^2}. \quad (20)$$

В окремому випадку, коли $\omega^2 \gg \nu_{\text{eff}}^2$ та $\varepsilon \gg \sigma/\omega \epsilon_0$ ($\varepsilon > 0$), рівняння (19), (20) для показника

заломлення n і поглинання κ значно спрощуються та набувають вигляду [26]:

$$n \approx \sqrt{\varepsilon} = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2}, \quad (21)$$

$$\kappa \approx \frac{1}{2} \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \sqrt{\varepsilon}} = \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2 \nu_{\text{eff}}}{\omega^2 \omega} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{-1/2}. \quad (22)$$

Співвідношення (21, 22) найбільш часто використовуються при розгляді та застосуванні мікрохвильових методів діагностики плазми [1–4]. У випадку, коли $\omega^2 \gg \nu_{\text{eff}}^2$ та $\omega_{pe} \geq \omega$, електромагнітна хвиля швидко згасає в плазмі. Якщо глибина проникнення змінного поля у плазму менше товщини плазми з $\omega_{pe} \geq \omega$, то електромагнітна хвиля відбивається від її границі. В ролі ілюстрації на рис. 1, а, б наведені залежності показника заломлення та поглинання від співвідношення ω_{pe}/ω розраховані згідно з формулами (15), (16).

3. Розповсюдження електромагнітних хвиль через заповнену плазму

3.1. Заповнена плазма

Заповнена плазма містить макроскопічні заряджені порошинки. У газорозрядній плазмі при відсутності емісійних процесів порошинка захоплює електрони і іони і набуває електричного заряду. Завдяки більш високій мобільності електронів порошинка набуває негативного заряду [9–15]. Через процеси емісії електронів (термоелектронної, фотоелектронної, вторинної електронної емісії) з поверхні порошинки, її сукупний заряд збільшується і за певних умов може бути позитивним. При цьому можливе існування двокомпонентної системи порошинок і емітованих ними електронів. Урахування порошинок призводить до такої умови квазінейтральності плазми:

$$N_e + Z_d N_d = Z_i N_i, \quad (23)$$

де N_d – концентрація порошинок, Z_d – зарядне число порошинок.

В наближенні обмеженого орбітального руху (orbital motion limited (OML)) переріз поглинання електронів та однозарядних іонів порошинкою визначаються з виразу [11]:

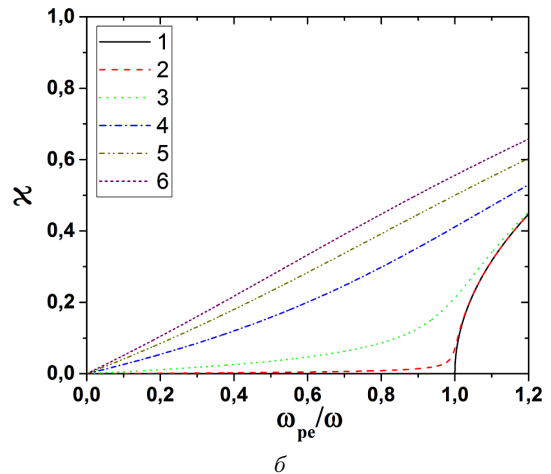
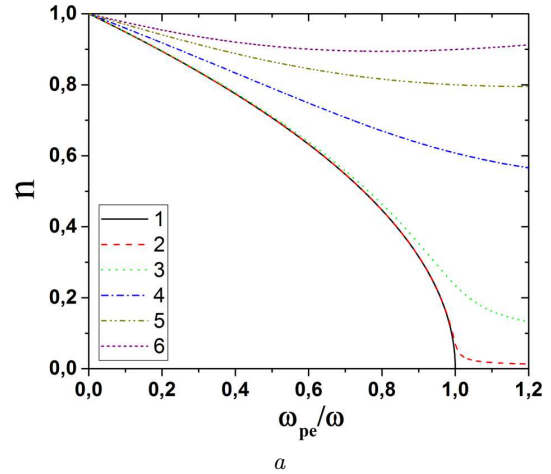


Рис. 1. Залежність показника заломлення (а) та поглинання (б) від відношення ω_{pe}/ω для різних значень $\nu_{\text{eff}}^2/\omega^2$: 1 – 10^{-5} ; 2 – 10^{-2} ; 3 – 0,1; 4 – 0,5; 5 – 0,8; 6 – 1

• для електронів при $\frac{2e\phi_s}{m_e v_e^2} \leq -1$ переріз $\sigma_e(v_e) = 0$, а при $\frac{2e\phi_s}{m_e v_e^2} > -1$

$$\sigma_e(v_e) = \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2e\phi_s}{m_e v_e^2}\right), \quad (24)$$

• для іонів:

$$\sigma_i(v_i) = \pi r_d^2 \left(1 - \frac{2e\phi_s}{m_i v_i^2}\right), \quad (25)$$

де r_d – радіус порошинки (в загальному випадку приймається, що порошинки мають сферичну форму), v_e і v_i – швидкості електронів та іонів відносно порошинки, ϕ_s – потенціал поверхні порошинки відносно плазми (прийнято від'ємним $\phi_s < 0$).

Стационарний заряд порошинки визначається рівністю потоків електронів та іонів, що поглинається частинкою і в безрозмірному вигляді може бути визначений з співвідношення [11]:

$$\exp(-z) = \frac{N_i}{N_e} \left(\frac{\mu}{\tau}\right)^{1/2} (1 + z\tau)(1 + P), \quad (26)$$

де τ – відношення температури електронів до іонів, $\tau = T_e/T_i$, μ – відношення мас електронів до іонів, $\mu = m_e/m_i$, z – абсолютна величина заряду порошинки, $z = \frac{|Z_d|e^2}{r_d T_e}$, P – параметр Хавнеса, що визначає відношення густини та заряду порошинок до густини електронної компоненти, $P = |Z_d| \frac{N_d}{N_e}$.

Частота зарядки порошинки визначається як частота релаксації малих збурень заряду до стаціонарного значення [11]:

$$\nu_{ch} = \frac{1 + z}{\sqrt{2\pi}} \frac{r_d}{\lambda_{di}} \omega_{pi}, \quad (27)$$

де λ_{di} – іонний радіус Дебая, $\lambda_{di} = \left(\frac{\epsilon_0 T_i}{N_i Z_i^2 e^2}\right)^{1/2}$, ω_{pi} – іонно-плазмова частота, $\omega_{pi} = \left(\frac{N_i Z_i^2 e^2}{\epsilon_0 m_i}\right)^{1/2}$.

В запорошеній плазмі, крім частот зіткнень електронно-іонних ν_{ei} , електронно-нейтральних ν_{en} , іонно-іонних ν_{ii} та іонно-нейтральних ν_{in} , треба враховувати частоти зіткнення [11] між порошинкою та електронами ν_{ed} , іонами ν_{id} , нейтральними атомами (молекулами) ν_{nd} , а також порошинками ν_{dd} . Частота зіткнень між електронами та порошинкою може бути визначена із співвідношення [27]:

$$\nu_{ed} = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} r_d^2 N_d v_e \Phi_e(z, L), \quad (28)$$

де $\Phi_e(z, L)$ – фактор, що враховує електростатичну взаємодію між електроном та порошинкою (для незарядженої порошинки $\Phi_e(z, L) = 1$). Фактор $\Phi_e(z, L)$ враховує поглинання і розсіювання електронів на порошинці $\Phi_e(z, L) = \Phi_e^{\text{coll}}(z) + \Phi_e^{\text{orb}}(z, L)$, де $\Phi_e^{\text{coll}}(z) = [1 + (z/2)] \exp(-z)$, $\Phi_e^{\text{orb}}(z, L) = (1/4) z^2 \Lambda_{ed}$. Кулонівський логарифм Λ_{ed} для зіткнень електрон-порошинка дається рівнянням [27]:

$$\Lambda_{ed} = \int_0^\infty e^{-x} \ln \left(1 + 4L^2 \frac{x^2}{z^2}\right) dx -$$

$$- 2 \int_z^\infty e^{-x} \ln \left(\frac{2x}{z} - 1\right) dx, \quad (29)$$

де L – відношення довжини екранування (радіус Дебая) до радіусу порошинки, $L = \lambda_d/r_d$. Відповідно

$$\lambda_d = \frac{\lambda_{de} \lambda_{di}}{(\lambda_{de}^2 + \lambda_{di}^2)^{1/2}},$$

де λ_{de} – електронний радіус Дебая,

$$\lambda_{de} = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{N_e e^2}\right)^{1/2}.$$

Враховуючи зіткнення між електронами та порошинками рівняння (11) для ефективної частоти зіткнень електронів набуде вигляду

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_{ed} + \nu_{ei} + \nu_{en}. \quad (30)$$

3.2. Діелектрична проникність

В запорошеній плазмі тензор комплексної діелектричної проникності визначається рівнянням (3), де враховується діелектрична сприйнятливість електронної та іонної компоненти плазми, а також порошинок [9, 11, 28]. В ряді робіт [29–32] розглянута поперечна і поздовжня діелектрична проникність запорошеної плазми. У роботі [29] були отримані вирази для $\epsilon^l(\omega, k)$ та $\epsilon^{tr}(\omega, k)$:

$$\epsilon^l(\omega, k) = 1 + \frac{4\pi}{k^2} \sum_\alpha \frac{e_\alpha^2}{m_\alpha} \int dv \frac{1}{\omega - k \cdot v + i\nu_{\alpha d}} \times \left(1 + \frac{i\nu_{\alpha d}}{\omega + i\nu_{ch}} \frac{1 + \Gamma_{k\omega}^{(l)}}{1 + G_{k\omega}}\right) \left(k \cdot \frac{df_\alpha^0}{dv}\right), \quad (31)$$

$$\epsilon^{tr}(\omega, k) = 1 + \frac{2\pi}{\omega} \sum_\alpha \frac{e_\alpha^2}{m_\alpha} \int dv \frac{1}{\omega - k \cdot v + i\nu_{\alpha d}} \times \left(v_i + \frac{i\nu_{\alpha d}}{\omega + i\nu_{ch}} \frac{\Gamma_{k\omega, i}^{(t)}}{1 + G_{k\omega}}\right) \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}\right) \frac{df_\alpha^0}{dv_j}, \quad (32)$$

де фактори $\Gamma_{k\omega}^{(l)}$, $\Gamma_{k\omega, i}^{(t)}$, $G_{k\omega}$ визначаються виразами:

$$\Gamma_{k\omega}^{(l)} = \sum_\alpha \int dv \frac{-ie_\alpha \sigma_\alpha v f_\alpha^0}{\omega - k \cdot v + i\nu_{\alpha d}}, \quad (33)$$

$$\Gamma_{k\omega, i}^{(t)} = \sum_\alpha \int dv \frac{-ie_\alpha \sigma_\alpha v v_i f_\alpha^0}{\omega - k \cdot v + i\nu_{\alpha d}}, \quad (34)$$

$$G_{k\omega} = \frac{-1}{\omega + i\nu_{ch}} \sum_{\alpha} \int dv \frac{\nu_{\alpha d} e_{\alpha} \sigma_{\alpha} v f_{\alpha}^0}{\omega - k \cdot v + i\nu_{\alpha d}}. \quad (35)$$

При Максвелівському розподілі та високої частоти $\omega \sim \omega_{pe} \gg \max(k\nu_e, \nu_{ch}, \nu_{\alpha d})$ вирази (31) та (32) для поздовжньої та поперечної діелектричної проникності співпадають $\varepsilon^{tr}(\omega, k) = \varepsilon^l(\omega, k) = \varepsilon^l(\omega)$, а $\varepsilon^l(\omega)$ дається рівнянням:

$$\varepsilon^l = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left[1 - i \frac{2}{3} (2+z) \frac{\nu_{ed}}{\omega} - \sqrt{\pi} z A \left(\frac{\nu_{ed}}{\omega} \right)^2 \exp(z) \right], \quad (36)$$

де $\tau_T = T_i/T_e$, а A і $K(z)$ даються виразами:

$$A \equiv \frac{5}{4} - \frac{z}{6} + \left(\frac{5}{4} - z + \frac{z^2}{3} \right) K(z), \quad (37)$$

$$K(z) \equiv \int_1^{\infty} d\tau_T \exp [-(\tau_T^2 - 1)z]. \quad (38)$$

При виконанні умови $\omega \gg k\nu_e \gg k\nu_i$ в [30] був отриманий такий вираз для комплексної діелектричної проникності:

$$\varepsilon^l = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} + i \frac{\sum_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2 \nu_{\alpha d}}{\omega^3}. \quad (39)$$

В роботах [32–34] були аналітично отримані вирази для діелектричної проникності та провідності запарованої плазми. Поздовжня та поперечна діелектрична проникливість запарованої плазми визначаються виразами [32]:

$$\varepsilon^l(\omega, k) = 1 + \left(1 - \frac{i\omega N_d}{\omega + i\nu_{ch}} \frac{\sigma_{\alpha}(v_{\alpha})}{k} \right) \times \frac{\omega_{pa}^2}{k^2 v_a^2} \frac{W(\xi)}{1 - \frac{i\nu_{\alpha n}}{\omega + i\nu_{\alpha n}} (1 - W(\xi))}, \quad (40)$$

$$\varepsilon^{tr}(\omega, k) = 1 - \left(1 - \frac{i\omega N_d}{\omega + i\nu_{ch}} \frac{\sigma_{\alpha}(v_{\alpha})}{k} \right) \times \frac{\omega_{pa}^2}{\omega + i\nu_{an}^2} \frac{1 - W(\xi)}{1 - \frac{i\nu_{\alpha n}}{\omega + i\nu_{\alpha n}} (1 - W(\xi))}. \quad (41)$$

Для холодної плазми $|\xi| = |(\omega + i\nu_{\alpha n}) / (k\nu_{\alpha})| \gg 1$ значення $W(\xi)$ зводиться до:

$$W(\xi) = - \frac{k^2 v_{\alpha}^2}{(\omega + i\nu_{\alpha n})^2}. \quad (42)$$

Беручи до уваги формули (40) і (41), та приймаючи $W(\xi) \ll 1$, вирази для поздовжньої і поперечної діелектричної проникності збігаються $\varepsilon^{tr}(\omega, k) = \varepsilon^l(\omega, k) = \varepsilon^l(\omega)$, відповідно $\varepsilon^l(\omega)$ дорівнює:

$$\varepsilon^l = 1 - \frac{\omega_{pa}^2}{\omega(\omega + i\nu_{an})} + \frac{i\omega_{pa}^2 N_d \sigma_{\alpha}(v_{\alpha})}{k(\omega + i\nu_{an})(\omega + i\nu_{ch})}. \quad (43)$$

Враховуючи рівняння (5) для комплексної діелектричної проникності, нехтуючи іонною компонентною, отримуємо з (43) такий вираз для діелектричної проникності і високочастотної провідності запарованої плазми:

$$\varepsilon = 1 - \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e (\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2)} + \frac{\omega}{k} \eta_d \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{(\nu_{\text{eff}} + \nu_{ch})}{(\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2)(\omega^2 + \nu_{ch}^2)}, \quad (44)$$

$$\sigma = \frac{N_e e^2 \nu_{\text{eff}}}{m_e (\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2)} + \frac{\omega}{k} \eta_d \frac{N_e e^2}{m_e} \frac{\omega^2 - \nu_{\text{eff}} \nu_{ch}}{(\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2)(\omega^2 + \nu_{ch}^2)}, \quad (45)$$

де ν_{eff} – ефективна частота зіткнень електронів, визначається рівнянням (30); $\eta_d = N_d \sigma_e(v_e)$.

3.3. Показники заломлення та поглинання

При розгляді показників заломлення n і поглинання κ в запарованій плазмі використовують декілька підходів. В першому випадку, використовують вирази для n та κ , що отримуються для плазми без порошинок (формули (15), (16), (19)–(20) [12, 23, 35–37]. При цьому для запарованої плазми враховуються додаткові частоти зіткнень частинок з порошинками (див. параграф 2.1). Такий підхід доволі виправданий і може бути використаний для високих частот, що випливає з рівняння (39) та незначної кількості порошинок у плазмі.

Результати розрахунків показника заломлення n і поглинання κ , згідно з формулами (15), (16), для слабоіонізованої і сильноіонізованої запарованої плазми наведені, відповідно, на рис. 2–4. Ефективна частота зіткнень визначалась з рівняння (30). Розрахунки були проведені при таких умовах: іони Ag припускались однозарядними; константа швидкості електронно нейтральних зіткнень розраховувалась для максвелівського розподілення електронів по швидкостях, враховуючи перерізи пружних

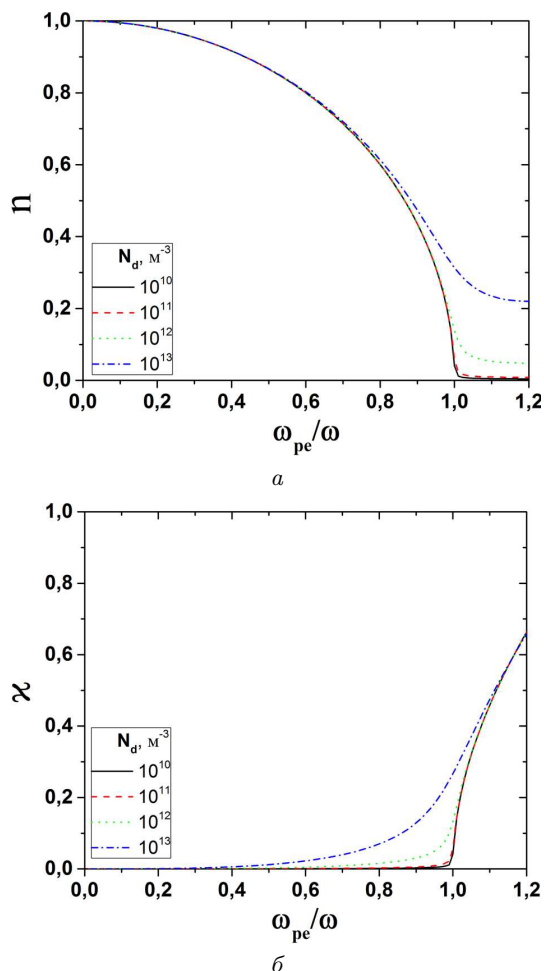


Рис. 2. Залежність показника заломлення (а) і поглинання (б) від відношення ω_{pe}/ω для різноманітних значень концентрації порошків ($r_d = 1 \cdot 10^{-6}$ м, $N_i = 1 \cdot 10^{16}$ м $^{-3}$, $N_n = 1 \cdot 10^{20}$ м $^{-3}$, $T_e = 1$ еВ, $T_i = 0,1 T_e$ еВ)

зіткнень [38]; порошки Cu_2O приймалися ідеальними сферами одного радіуса; заряд порошків визначався рівністю (26); для заповненої плазми виконувалась умова квазінейтральності (23). Як видно з рис. 2 та 4, збільшення концентрації порошків призводить до збільшення показника заломлення n і поглинання κ . Це пов'язано зі збільшенням величини ν_{eff} і, по суті, картина, що спостерігається, аналогічна розглянутій вище в параграфі 1.2 (див. рис. 1). Проте, в даному випадку, суттєвим є частота зіткнень електронів з порошками. Збільшення розмірів порошків призводить до зміни значення n та κ , що видно з рис. 3. Та-

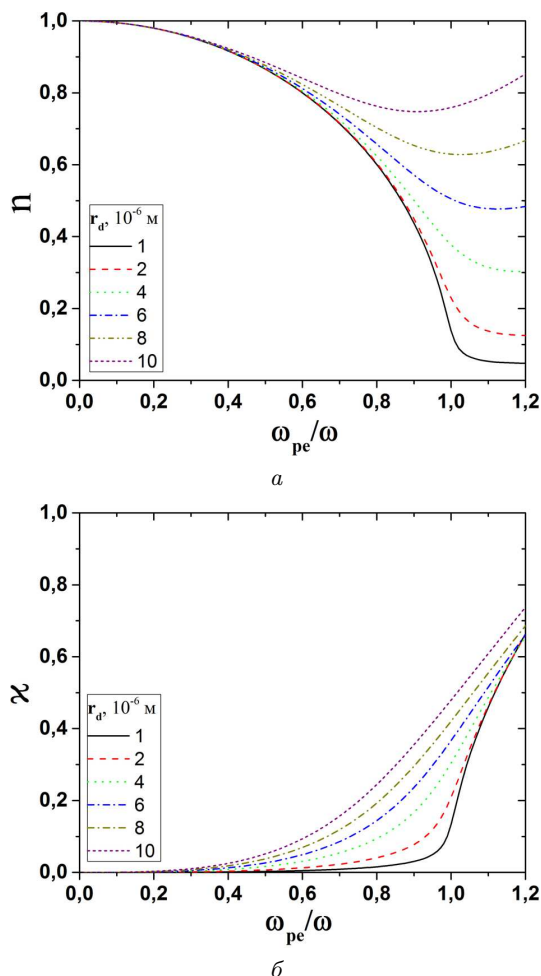


Рис. 3. Залежність показника заломлення (а) і поглинання (б) від відношення ω_{pe}/ω для різноманітних значень радіуса порошків ($N_d = 10^{12}$ м $^{-3}$, $N_i = 1 \cdot 10^{16}$ м $^{-3}$, $N_n = 1 \cdot 10^{20}$ м $^{-3}$, $T_e = 1$ еВ, $T_i = 0,1 T_e$ еВ)

ким чином, концентрація і розмір порошків суттєвим чином впливають на показник заломлення і згасання, в особливості, коли $\omega^2 \rightarrow \omega_{pe}^2$. У випадку високих частот $\omega^2 \gg \omega_{pe}^2$ та $\omega^2 \gg \nu_{eff}^2$ впливом порошків на n та κ в деяких випадках можна знехтувати.

В другому випадку враховується не тільки частота зіткнень частинок з порошками, а і характерна частота зарядки порошків. При цьому використовується співвідношення для діелектричної проникності та високочастотної провідності заповненої плазми (44), (45). Вираз для показника заломлення n і поглинання κ [32] можна записати

як:

$$n = \left(\frac{1}{2}\varepsilon + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}\right)^2} \right)^{1/2}, \quad (46)$$

$$\kappa = \left(-\frac{1}{2}\varepsilon + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}\right)^2} \right)^{1/2}, \quad (47)$$

де ε визначається виразом (44), σ визначається виразом (45). Даний підхід [32–34] був використаний в цілому ряді робіт [24, 39–50]. При цьому в рівняннях (43)–(46) часто використовують ряд спрощень та допущень [24, 32–34, 39–50].

По-перше, в параметрі η_d допускається (наприклад, в роботах [32–34, 39–42, 44–49]), що переріз поглинання $\sigma_e(\nu_e) \approx \pi r_d^2$, таким чином, переріз поглинання залежить лише від розміру порошинки. В роботах [24, 43] було використано вираз (24), де потенціал поверхні порошинок визначається співвідношенням $\phi_s = \frac{Z_d e}{4\pi\epsilon_0 r_d}$, відповідно рівняння (24) набуває вигляду

$$\sigma_e(\nu_e) = \pi r_d^2 \left(1 + \frac{Z_d e^2}{6\pi\epsilon_0 r_d T_e} \right). \quad (48)$$

Це дозволяє з більшим наближенням врахувати залежність перерізу поглинання від температури електронів, розміру та заряду порошинки.

По-друге, в рівняннях (44), (45) величину ω/k , яка в дійсності являється $\nu_{ph} = \omega/k$ в середовищі, приймають еквівалентною швидкості світла в вакуумі $\nu_{ph} = c$ (наприклад, в роботах [32–34, 39, 40, 42–50]). Це цілком допустимо, коли показник заломлення $n \approx 1$. При $n \neq 1$ потрібно враховувати показник заломлення $\omega/k = c/n$. Відповідно рівняння (44)–(47) для знаходження n та κ можна вирішувати чисельно.

Оскільки використовуються різні наближення, то становить інтерес провести порівняння показника заломлення n , отриманого з рівнянь (44)–(47) та рівнянь (15), (16), (19)–(20). Початкові умови вибираємо такі, які розглянуті вище, тобто іони Ag, порошинки Cu_2O , та ін. Параметри плазми приймалися згідно з даними роботи [45], а також відповідно до параметрів слабоіонізованої плазми, заданих у попередніх розрахунках (див. підпис до рис. 2). Результати розрахунку показника заломлення наведені на рис. 5 і 6, де: 1 та 2 розрахунки

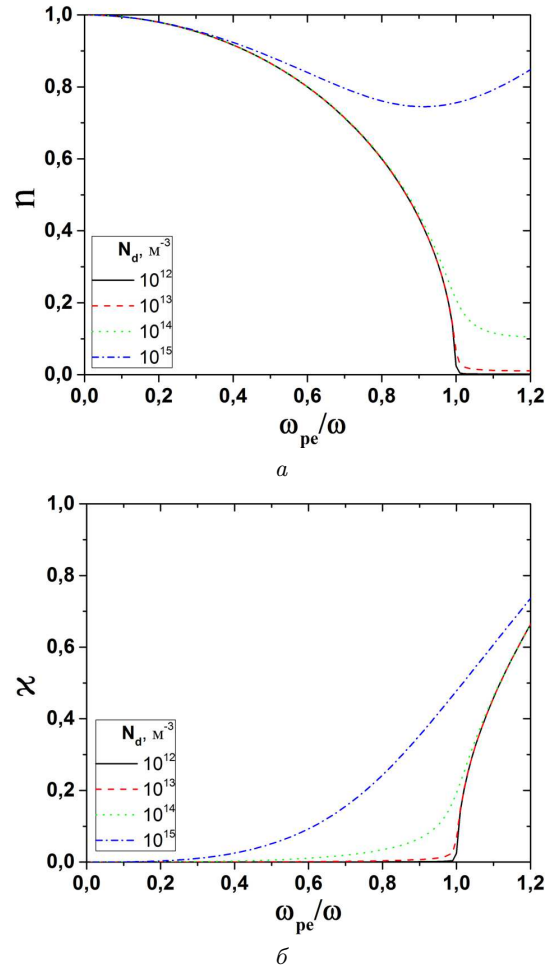
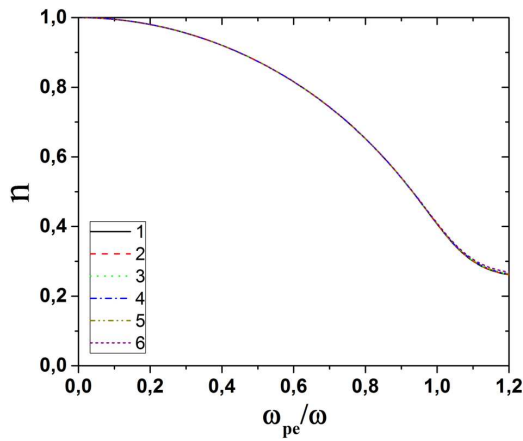
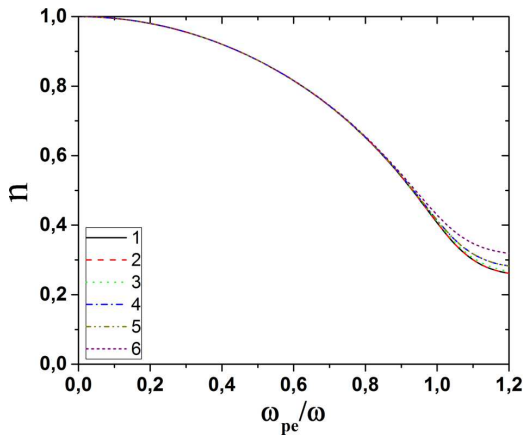


Рис. 4. Залежність показника заломлення (а) і поглинання (б) від відношення ω_{pe}/ω для різноманітних значень концентрації порошинок ($r_d = 1 \cdot 10^{-6}$ м, $N_i = 1 \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$, $N_n = 1 \cdot 10^{19}$ м $^{-3}$, $T_e = 10$ еВ, $T_i = 0,1 T_e$ еВ)

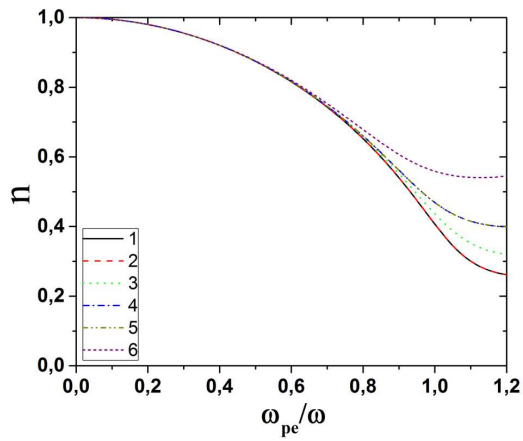
проведені згідно з формулою (15) (1 – без урахування ν_{ed} ; 2 – з урахуванням ν_{ed}); 3–6 розрахунки проведені згідно з формулами (44)–(46) (3 – $\omega/k = c$, $\sigma_e(\nu_e) \approx \pi r_d^2$, без урахування ν_{ed} ; 4 – $\omega/k = c/n$, $\sigma_e(\nu_e) \approx \pi r_d^2$, без урахування ν_{ed} ; 5 – $\omega/k = c/n$, $\sigma_e(\nu_e) \approx \pi r_d^2$, з урахуванням ν_{ed} ; 6 – $\omega/k = c/n$, $\sigma_e(\nu_e)$ по формулі (48), без урахування ν_{ed}). Як видно з рис. 5, а та 6, а, при $\omega^2 \gtrsim \omega_{pe}^2$ та відносно малій концентрації порошинок, розрахункове значення n майже співпадає для всіх наближень і підходів. Зі збільшенням концентрації порошинок (рис. 5, б, в і 6, б, в) результати розрахунків для різноманітних підходів і наближень відрізняються, починаючи з $\omega_{pe}/\omega \gtrsim 0,5$ –0,6. Роз-



a

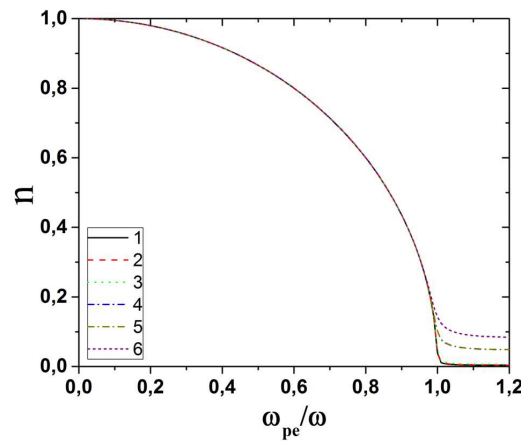


б

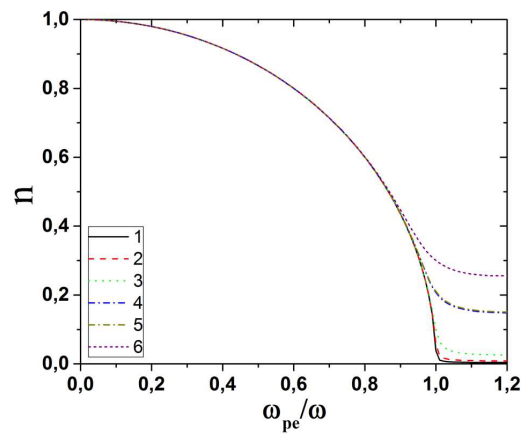


в

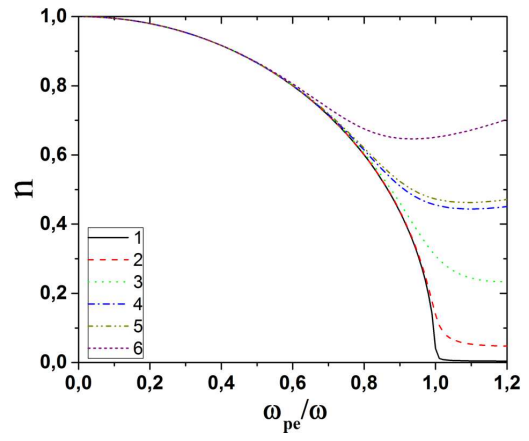
Рис. 5. Залежність показника заломлення від співвідношення ω_{pe}/ω для різноманітних наближень: а - $N_d = 10^{10} \text{ м}^{-3}$; б - $N_d = 10^{11} \text{ м}^{-3}$; в - $N_d = 10^{12} \text{ м}^{-3}$; 1; 2; 3; 4; 5; 6 - позначення див. у тексті ($r_d = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $N_i = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $N_n = 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 3000 \text{ К}$, $T_i = 0,1 T_e \text{ К}$)



a



б



в

Рис. 6. Залежність показника заломлення від відношення ω_{pe}/ω для різноманітних наближень: а - $N_d = 10^{10} \text{ м}^{-3}$; б - $N_d = 10^{11} \text{ м}^{-3}$; в - $N_d = 10^{12} \text{ м}^{-3}$. 1; 2; 3; 4; 5; 6 - позначення див. у тексті ($r_d = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $N_i = 1 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $N_n = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ eВ}$, $T_i = 0,1 T_e \text{ eВ}$)

рахункові значення n найбільші у випадку використання рівнянь (44)–(47). Найменші – без врахування порошинок (рівняння (11), (15), (16)), що цілком звичайно. Аналогічна ситуація спостерігається також і зі збільшенням розмірів порошинок. Аналіз вказує на те, що у випадку високих частот $\omega^2 \gg \omega_{pe}^2$ та $\omega^2 \gg \nu_{\text{eff}}^2$ впливом порошинок на n та κ , в деяких випадках, можна знехтувати і використати для розрахунків рівняння (19)–(22). Таким чином, на показники заломлення і поглинання запорошеної плазми істотно впливають густина, розмір та заряд порошинок.

Оскільки показники заломлення та поглинання залежать від параметрів порошинок і частоти зондування (див. рис. 3–6). Тому по вимірюванню фазового зсуву та показника поглинання на різних частотах можуть бути оцінені або визначені параметри запорошеної плазми такі, як середня густина, розмір порошинок та частота зіткнень між електронами та порошинками.

Для повноти картини також варто відзначити такі дві особливості запорошеної плазми. По-перше, заряд порошинок може бути достатньо великим, відповідно концентрація іонів може значно перевищувати концентрацію електронів. В такому випадку необхідно врахувати іонну компоненту в діелектричній проникності (див., наприклад, рівняння (7), (8)). По-друге, в загальному випадку розмір частинок не однаковий, тобто маємо функцію розподілу порошинок по розміру [9, 12]. Для врахування розподілення порошинок по розміру в роботах [33, 34, 42, 44] запропоновано використовувати вирази (44), (45) у вигляді суми значень ε та σ для однорозмірних порошинок $\varepsilon = \sum_{j=1}^{N_d} \varepsilon_j$, $\sigma = \sum_{j=1}^{N_d} \sigma_j$, або тільки в параметрі $\eta_d = \sum_{j=1}^{N_d} N_{dj} \pi r_{dj}^2$ [42, 44]. Аналіз високочастотної провідності запорошеної плазми для декількох модельних функцій розподілення порошинок по розміру показав [42], що провідність може збільшуватися або зменшуватися в залежності від розподілення і різниці між максимальним і мінімальним розміром порошинок.

4. Висновки

Було проведено розрахунки і порівняння показників заломлення n і поглинання κ в рамках різних підходів і наближень для слабоіонізованої та сильноіонізованої запорошеної плазми. У випадку малої концентрації порошинок та $\omega^2 \geq \omega_{pe}^2$, роз-

рахункові значення n практично співпадають для всіх наближень і підходів. Зі збільшенням концентрації порошинок результати розрахунків для різних підходів і наближень починають розрізнятися при $\omega_{pe}/\omega \geq 0,5-0,6$. Аналогічна ситуація спостерігається і зі збільшенням розмірів порошинок. Таким чином, концентрація і розмір порошинок істотним чином впливають на показник заломлення і згасання мікрохвиль, особливо коли $\omega^2 \rightarrow \omega_{pe}^2$. У разі високих частот $\omega^2 \gg \omega_{pe}^2$ та $\omega^2 \gg \nu_{\text{eff}}^2$ впливом порошинок на n і κ в деяких випадках можна нехтувати і використовувати методи, розроблені для незапорошеної плазми. Вимірювання фазового зсуву та показника поглинання на різних частотах може дати деяку інформацію про такі параметри запорошеної плазми, як середня густина, розмір порошинок та частота зіткнень між електронами та порошинками.

1. М. Хилд, С. Уоргон. *Микроволновая диагностика плазмы* (Атомиздат, 1968).
2. В.Е. Голант. *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы* (Наука, 1968).
3. Н.-J. Hartfuss, T. Geist. *Fusion Plasma Diagnostics with mm-Waves: An Introduction* (Wiley, 2013) [ISBN: 978-3-527-41105-4].
4. E. Mazzucato. *Electromagnetic Waves for Thermonuclear Fusion Research* (World Scientific, 2014) [ISBN: 978-981-4571-80-7].
5. C. Killer, T. Wegner, A. Melzer, J. Meichsner. Influence of dust particles on the bulk electron density in radio frequency plasmas measured by microwave interferometry. *Phys. Plasmas* **22**, 123702 (2015).
6. Th. Wegner, A.M. Hinz, F. Faupel, T. Strunskus, H. Kersten, J. Meichsner. Influence of nanoparticle formation on discharge properties in argon-acetylene capacitively coupled radio frequency plasmas. *Appl. Phys. Lett.* **108**, 063108 (2016).
7. Jieshu Jia, Chengxun Yuan, Ruilin Gao, Zhong-Xiang Zhou, Ying Wang, Xiaou Wang, Hui Li, Hui Li, Jian Wu. Propagation of electromagnetic waves in a glow-discharge dusty plasma. In: *Proceedings of the 11th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory* (2016), p. 198.
8. Jieshu Jia, Chengxun Yuan, Ruilin Gao, Sha Liu, Feng Yue, Ying Wang, Zhong-Xiang Zhou, Jian Wu, Hui Li. Transmission characteristics of microwave in a glow-discharge dusty plasma. *Phys. Plasmas* **23**, 073705 (2016).
9. P.K. Shukla, A.A. Mamun. *Introduction to Dusty Plasma Physics* (CRC Press, 2001) [ISBN: 9780750306539].
10. V.N. Tsytovich, G.E. Morfill, S.V. Vladimirov, H.M. Thomas. *Elementary Physics of Complex Plasmas* (Springer-Verlag, 2008) [ISBN: 3540290001].

11. V.E. Fortov, G.E. Morfill. *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space* (Taylor and Francis, 2010) [ISBN: 978-1-4200-8311-8].
12. M.S. Sodha. *Kinetics of Complex Plasmas* (Springer, 2014) [ISBN: 978-81-322-1819-7].
13. O. Bystrenko, A. Zagorodny. Screening of dust grains in a weakly ionized gas: Effects of charging by plasma currents. *Phys. Rev. E* **67**, 066403, (2003).
14. I.L. Semenov, A.G. Zagorodny, I.V. Krivtsun. Ion drag force on a dust grain in a weakly ionized collisional plasma. *Phys. Plasmas* **20**, 013701 (2013).
15. A.I. Momot, A.G. Zagorodny, I.S. Orel. Interaction force between two finite-size charged particles in weakly ionized plasma. *Phys. Rev. E* **95**, 013212 (2017).
16. V.N. Tsytovich, U. de Angelis, R. Bingham. Transition scattering of waves on charged dust particles in a plasma. *J. Plasma Phys.* **42**, 429 (1989).
17. U. de Angelis, R. Bingham, V.N. Tsytovich, Dispersion properties of dusty plasmas. *J. Plasma Phys.* **42**, 445 (1989).
18. R. Bingham, U. de Angelis, V.N. Tsytovich, O. Havnes. Electromagnetic wave scattering in dusty plasmas. *Phys. Plasmas B* **3**, 811 (1991).
19. V.N. Tsytovich. Scattering of waves in dusty plasmas. *Phys. Scripta* **45**, 521 (1992).
20. U. de Angelis. The physics of dusty plasmas. *Phys. Scripta* **45**, 465 (1992).
21. C. La Hoz. Radar scattering from dusty plasmas. *Phys. Scripta* **45**, 529 (1992).
22. O. Havnes, F. Melandsca, C. La Hoz, T.K. Aslaksen. Charged dust in the Earth's mesopause; Effects on radar backscatter. *Phys. Scripta* **45**, 535 (1992).
23. M.S. Sodha, S.K. Mishra, Sh. Misra. Nonlinear dependence of complex plasma parameters on applied electric field. *Phys. Plasmas* **18**, 023701 (2011).
24. Jieshu Jia, Chengxun Yuan, Sha Liu, Feng Yue, Ruilin Gao, Ying Wang, Zhong-Xiang Zhou, Jian Wu, Hui Li, Propagation of electromagnetic waves in a weak collisional and fully ionized dusty plasma. *Phys. Plasmas* **23**, 043302 (2016).
25. А.І. Ахизер. *Электродинамика плазмы* (Главная редакция физико-математической литературы издательства "Наука", 1974).
26. В.Л. Гинзбург. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (Главная редакция физико-математической литературы издательства "Наука", 1967).
27. S.A. Khrapak, G.E. Morfill. Dusty plasmas in a constant electric field: Role of the electron drag force. *Phys. Rev. E* **69**, 066411 (2004).
28. A.G. Sitenko, A.G. Zagorodny, Yu.I. Chutov, P. Schram, V.N. Tsytovich, Statistical properties and relaxation of dusty plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, A105 (1996).
29. S.V. Vladimirov. Propagation of waves in dusty plasmas with variable charges on dust particles. *Phys. Plasmas* **1**, 2762 (1994).
30. S.A. Trigger, P.P.J.M. Schram. Kinetic theory of the charging process in dusty plasmas. *J. Phys. D* **32**, 234 (1999).
31. Hui Li, Jian Wu, Zhong-Xiang Zhou, Chengxun Yuan, Jieshu Jia. The dielectric function of weakly ionized dusty plasmas. *Phys. Plasmas* **23**, 073301 (2016).
32. Shi Yan-Xiang, Wu Jian, Ge De-Biao. The research on the dielectric tensor of weakly ionized dust plasma. *Acta Phys. Sin.* **58**, 5507 (2009).
33. Shi Yan-Xiang, Ge De-Biao, Wu Jian. Influence of charge and discharge processes of dust particles on the dust plasma conductivity. *Acta Phys. Sin.* **55**, 5318 (2006).
34. Shi Yan-Xiang, Ge De-Biao, Wu Jian. Theoretical analysis of microwave attenuation constant of weakly ionized dusty plasma. *Chin. J. Geophys.* **50**, 877 (2007).
35. Hui Li, Jian Wu, Zhongxiang Zhou, Chengxun Yuan. Propagation of electromagnetic wave in dusty plasma and the influence of dust size distribution. *Phys. Plasmas* **23**, 073702 (2016).
36. Hui Li, Jian Wu, Chengxun Yuan, Zhongxiang Zhou. The electrical conductivity of weakly ionized plasma containing dust particles. *Phys. Lett. A* **380**, 2540 (2016).
37. Yunhai Hong, Chengxun Yuan, Jieshu Jia, Ruilin Gao, Ying Wang, Zhongxiang Zhou, Xiaou Wang, Hui Li, Jian Wu. Propagation characteristics of microwaves in dusty plasmas with multi-collisions. *Plasma Sci. Technol.* **19**, 055301 (2017).
38. R. Mayol, F. Salvat. Total and transport cross sections for elastic scattering of electrons by atoms. *At. Data Nucl. Data Tables* **65**, 55 (1997).
39. Yan xiang Shi, Hui min Chen, P. Zumaji. Studying the electromagnetic property of dust plasma in polar mesospheric during summer. In: *Proceedings of the 9th International Symposium on Antennas Propagation and EM Theory* (2010), p. 383.
40. Hui Li, Jian Wu, Yan-Xiang She, Jun Wu. Microwave attenuation characteristics of the dusty plasma produced by solid rocket exhausts. In: *Proceedings of the 9th International Symposium on Antennas Propagation and EM Theory* (2010), p. 371.
41. Li Lin-Qian, Shi Yan-Xiang, Wang Fei, Wei Bing. SO-FDTD method of analyzing the reflection and transmission coefficient of weakly ionized dusty plasma layer. *Acta Phys. Sin.* **61**, 125201 (2012).
42. Ji-Zheng Duan, Cang-Long Wang, Jian-Rong Zhang, Sheng-Qian Ma, Xue-Ren Hong, Jian-An Sun, Wen-Shan Duan, Lei Yang. Influence of charging process and size distribution of dust grain on the electric conductivity of dusty plasma. *Phys. Plasmas* **19**, 083703 (2012).
43. Chen Yun-Yun, Zheng Gai-Ge, Gu Fang, Li Zhen-Hua. Effect of dust particle potential on plasma conductivity. *Acta Phys. Sin.* **61**, 154202 (2012).
44. Ji-Zheng Duan, Juan-Fang Han, Cang-Long Wang, Yan-Xia Xu, Jian-Rong Zhang, Wen-Shan Duan, Lei Yang.

- Contribution of the dust grains to the damping of the electromagnetic waves propagating in plasma. *IEEE Trans. Plasma Science* **41**, 2434 (2013).
45. Jieshu Jia, Chengxun Yuan, Ruilin Gao, Ying Wang, Yaoze Liu, Junying Gao, Zhongxiang Zhou, Xiudong Sun, Jihan Wu, Hui Li, Shaozhi Pu. Propagation of electromagnetic waves in a weakly ionized dusty plasma. *J. Phys. D* **48**, 465201 (2015).
46. Maoyan Wang, Mengxia Yu, Zhitao Xu, Guiping Li, Baojun Jiang, Jun Xu. Propagation properties of terahertz waves in a time-varying dusty plasma slab using FDTD. *IEEE Trans. Plasma Science* **43**, (2015).
47. Maoyan Wang, Zhitao Xu, Yuliang Dong, Jun Xu, Meng Zhang. The interaction of terahertz waves and a dusty plasma slab with Epstein distribution. *Frequenz* **70**, 39 (2016).
48. Maoyan Wang, Hailong Li, Yuliang Dong, Guiping Li, Baojun Jiang, Qiang Zhao, Jun Xu. Propagation matrix method study on THz waves propagation in a dusty plasma sheath. *IEEE Trans. Antennas and Propagation* **64**, 286 (2016).
49. Wang Maoyan, Zhang Meng, Li Guiping, Jiang Baojun, Zhang Xiaochuan, Xu Jun. FDTD simulation on terahertz waves propagation through a dusty plasma. *Plasma Sci. Technol.* **18**, 798 (2016).
50. Yun-yun Chen, Fang Gu, Cui-hong Yang, Yingying Zhang. The study of dusty plasma's conductivity with dual-temperature model. *Optik* **127**, 2476 (2016).

Одержано 09.12.17

Yu. V. Kovtun, A. I. Skibenko,
E. I. Skibenko, Ye. V. Siusko

SPECIFIC FEATURES OF MICROWAVE
METHODS FOR DUSTY PLASMA DIAGNOSTICS.
I. DIELECTRIC PERMITTIVITY, REFRACTIVE
AND ABSORPTION INDICES

S u m m a r y

Two widely used approaches for the determination of the refractive, n , and absorption, κ , indices of a dusty plasma have been analyzed. In one of them, the expressions for n and κ obtained for a dust-free plasma are used, but the collisions of plasma ions with dust particles are taken into account by means of the collision frequency parameter. In the other approach, the characteristic charging frequency for dust particles is additionally introduced.