

КЛАСИЧНА ТЕОРІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК. V. СПЕКТР ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК, ЩО РУХАЮТЬСЯ ПО ГВИНТОВІЙ ЛІНІЇ У МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

Методом сили самодії Лоренца досліджені миттєва і середня потужності випромінювання заряджених частинок, що рухаються вздовж довільної траєкторії у непоглинаючих ізотропних середовищах і у вакуумі. Особлива увага приділена дослідженню тонкої структури спектрального розподілу синхротронного, черенковського та синхротронно-черенковського випромінювань заряджених частинок, що рухаються по гвинтовій лінії у непоглинаючих середовищах і у вакуумі.

The expressions for the momentary and average radiation powers of the charged particles moving on an arbitrary trajectory in nonabsorbable isotropic media and in vacuum are studied by using the Lorentz's self-interaction method. Special attention is given to the research of the fine structure of the spectral distribution of the Cherenkov, synchrotron and synchrotron-Cherenkov radiations of charged particles moving in a spiral in nonabsorbable isotropic media and in vacuum.

Вступ

Дослідження спектра випромінювання систем заряджених частинок, що рухаються вздовж довільних траєкторій в електромагнітних полях і у вакуумі, важливе з точки зору астрофізичних застосувань, застосувань у фізиці плазми, електроніці тощо [1-4].

Упродовж майже ста років постійний інтерес являють дослідження спектра випромінювання заряджених частинок, що рухаються у постійному магнітному полі у вакуумі і у непоглинаючих середовищах з $\epsilon \neq 1$, $\mu \neq 1$. При русі заряджених частинок у магнітному полі у середовищі можливі три види випромінювання [4-6]: синхротронне, черенковське і синхротронно-черенковське, а у вакуумі можливе синхротронне випромінювання.

Важливий крок у теоретичних дослідженнях спектрального складу синхротронного випромінювання – асимптотичні формули [7-8], які добре узгоджуються з дослідом у видимій області [9], в ультрафіолетовій області [10] і в рентгеновському діапазоні [11].

Мета даної роботи – дослідження методом сили самодії Лоренца [12-13] спектрального розподілу потужності випромінювання системи заряджених частинок, що рухаються вздовж довільної траєкторії.

Значна увага приділяється дослідженню впливу ефекту Доплера на особливості спектра випромінювання зарядженої частинки при її русі по гвинтовій лінії у непоглинаючих ізотропних середовищах і у вакуумі.

Використовуючи точні інтегральні співвідношення для спектрального розподілу потужності випромінювання окремих заряджених частинок при їх русі вздовж гвинтової лінії, аналітичними і числовими методами досліджена тонка структура спектра синхротронного, черенковського і синхротронно-черенковського випромінювань.

Миттєва і середня за часом потужності випромінювання заряджених частинок

Потужність випромінювання заряджених частинок $P^{rad}(t)$ в ізотропному непоглинаючому середовищі, а також у вакуумі визначається за допомогою співвідношення [8, 13]:

$$P^{rad}(t) = \int_{\tau} \left(\vec{j}(\vec{r}, t) \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}^{Dir}}{\partial t} - \rho(\vec{r}, t) \frac{\partial \phi^{Dir}}{\partial t} \right) d\vec{r}. \quad (1)$$

Тут $\vec{j}(\vec{r}, t)$ – густина струму, $\rho(\vec{r}, t)$ – густина заряду. Інтегрування ведеться за виділенням об'ємом τ .

Скалярний $\phi^{Dir}(\vec{r}, t)$ і векторний $\vec{A}^{Dir}(\vec{r}, t)$ потенціали, згідно з гіпотезою Дірака [8, 12-15], визначаються через напіврізницю запізнюючих і випереджаючих потенціалів:

$$\varphi^{Dir} = \frac{1}{2}(\varphi^{ret} - \varphi^{adv}), \quad (2)$$

$$\bar{A}^{Dir} = \frac{1}{2}(\bar{A}^{ret} - \bar{A}^{adv}). \quad (3)$$

Підставляючи (2), (3) в (1), отримаємо вираз миттєвої потужності випромінювання заряджених частинок, що рухаються в ізотропних непоглинаючих середовищах, через спектральний розподіл:

$$P^{rad}(t) = \int_0^\infty d\omega W(t, \omega), \quad (4)$$

$$W(t, \omega) = \frac{1}{\pi c^2} \int_{-\infty}^\infty d\vec{r} \int_{-\infty}^\infty d\vec{r}' \int_{-\infty}^\infty dt' \omega \mu(\omega) \times \sin\left[\frac{n(\omega)\omega}{c}|\vec{r} - \vec{r}'|\right] \times \frac{\cos\omega(t-t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \times \left\{ \vec{j}(\vec{r}, t) \vec{j}(\vec{r}', t') - \frac{c^2}{n^2(\omega)} \rho(\vec{r}, t) \rho(\vec{r}', t') \right\}, \quad (5)$$

де $\mu(\omega)$ – магнітна проникність, $n(\omega)$ – показник заломлення, ω – циклічна частота, c – швидкість світла у вакуумі.

Середня за часом потужність випромінювання заряджених частинок визначається виразом:

$$\bar{P}^{rad} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T P^{rad}(t) dt. \quad (6)$$

Середню потужність випромінювання отримаємо, підставляючи миттєву потужність (4), (5) у співвідношення (6).

Системи незасmodiючих точкових заряджених частинок

Розглянемо систему точкових незасmodiючих заряджених частинок із зарядами q_1, q_2, \dots, q_N і масами спокою $m_{01}, m_{02}, \dots, m_{0N}$, які рухаються вздовж довільних траєкторій. Тоді функції джерел N точкових заряджених частинок визначаються співвідношеннями [5,13]:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \sum_{l=1}^N \vec{V}_l(t) \rho_l(\vec{r}, t), \quad \rho(\vec{r}, t) = \sum_{l=1}^N \rho_l(\vec{r}, t), \quad (7)$$

$$\rho_l(\vec{r}, t) = q_l \delta(\vec{r} - \vec{r}_l(t)), \quad (8)$$

де $\vec{r}_l(t)$, $\vec{V}_l(t)$ – закон руху і швидкість l -ї частинки.

Підставляючи вирази (7), (8) у співвідношення (4), (5), приходимо до виразу миттєвої потужності випромінювання системи заряджених частинок у непоглинаючих середовищах (діелектрична $\varepsilon(\omega)$ і магнітна $\mu(\omega)$ проникності – дійсні величини):

$$P^{rad}(t) = \frac{1}{\pi c^2} \int_0^\infty d\omega \omega \mu(\omega) \int_{-\infty}^\infty dt' \times \sum_{l,j=1}^N q_l q_j \frac{\sin\left\{\frac{n(\omega)}{c}\omega|\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t')\right\}}{|\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t')|} \times \cos\omega(t-t') \left\{ \vec{V}_l(t) \vec{V}_j(t') - \frac{c^2}{n^2(\omega)} \right\}. \quad (9)$$

Середню потужність випромінювання можна одержати з виразу

$$\bar{P}^{rad} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T P^{rad}(t) dt = \frac{1}{\pi c^2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T dt \int_0^\infty d\omega \omega \mu(\omega) \int_{-\infty}^\infty dt' \times \sum_{l,j=1}^N q_l q_j \frac{\sin\left\{\frac{n(\omega)}{c}\omega|\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t')\right\}}{|\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t')|} \times \cos\omega(t-t') \left\{ \vec{V}_l(t) \vec{V}_j(t') - \frac{c^2}{n^2(\omega)} \right\}. \quad (10)$$

Розглянемо систему тотожних точкових заряджених частинок ($q_l = e$), які рухаються одна за одною вздовж довільної траєкторії. Тоді закон руху і швидкість l -ї частинки цієї системи визначаються співвідношеннями [4]:

$$\vec{r}_l(t) = \vec{r}_p(t + \Delta t_l), \quad \vec{V}_l(t) = \vec{V}(t + \Delta t_l). \quad (11)$$

Середню потужність випромінювання заряджених частинок у цьому випадку отримаємо, підставляючи (11) в (10)

$$\bar{P}^{rad} = \frac{e^2}{\pi c^2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T dt \int_{-\infty}^\infty dt' \int_0^\infty d\omega \omega \mu(\omega) S_N(\omega) \times \frac{\sin\left\{\frac{n(\omega)}{c}\omega|\vec{r}_p(t) - \vec{r}_p(t')\right\}}{|\vec{r}_p(t) - \vec{r}_p(t')|} \cos\omega(t-t') \times \left[\vec{V}(t) \vec{V}(t') - \frac{c^2}{n^2(\omega)} \right], \quad (12)$$

де фактор когерентності $S_N(\omega)$ визначається співвідношенням:

$$S_N(\omega) = \sum_{l,j=1}^N \cos\left\{\omega(\Delta t_l - \Delta t_j)\right\}. \quad (13)$$

Фактор когерентності $S_N(\omega)$ визначає перерозподіл енергії випромінювання заряджених частинок по гармоніках.

Тонка структура спектрів випромінювання електронів, які рухаються вздовж гвинтової лінії з малою поперечною складовою швидкості

Особливості спектра випромінювання електронів, які рухаються вздовж гвинтової лінії в ізотропних непоглинаючих середовищах і у вакуумі, можна дослідити, комбінуючи аналітичні і числові методи. Закон руху і швидкість електрона в цьому випадку визначаються співвідношеннями:

$$\vec{r}_p(t) = r_0 \cos \omega_0 t \vec{i} + r_0 \sin \omega_0 t \vec{j} + V_{\parallel} t \vec{k}, \quad (14)$$

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}_p(t)}{dt}. \quad (15)$$

Тут $r_0 = V_{\perp} \omega_0^{-1}$, $\omega_0 = ceB^{ext} \tilde{E}^{-1}$, $\tilde{E} = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$, вектор індукції магнітного поля $\vec{B}^{ext} \parallel Oz$, V_{\perp} , V_{\parallel} – компоненти швидкості, \vec{p} , \tilde{E} – імпульс та енергія електрона, e і m_0 – заряд і маса спокою електрона.

Для закону руху (14) співвідношення (12) набуває вигляду:

$$\vec{P}^{rad} = \int_0^{\infty} W(\omega) d\omega, \quad (16)$$

$$W(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c^2} \int_0^{\infty} dx \mu(\omega) \omega \times \sin\left\{\frac{n(\omega)}{c} \omega \eta(x)\right\} \cos \omega x \times \quad (17)$$

$$\times \left[V_{\perp}^2 \cos(\omega_0 x) + V_{\parallel}^2 - \frac{c^2}{n^2(\omega)} \right],$$

$$\text{де } \eta(x) = \sqrt{V_{\parallel}^2 x^2 + 4 \frac{V_{\perp}^2}{\omega_0^2} \sin^2\left(\frac{\omega_0}{2} x\right)}. \quad (18)$$

Із співвідношень (16) і (17), після деяких нескладних перетворень, можна виділити внесок окремих гармонік у середню потужність випромінювання [4,12,16]:

$$\vec{P}^{rad} = \frac{e^2}{c^3} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\omega \mu(\omega) n(\omega) \omega^2 \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \times \delta\left\{\omega \left(1 - \frac{n(\omega)}{c} V_{\parallel} \cos \theta\right) - m\omega_0\right\} \times \left[V_{\perp}^2 \left[\frac{m^2}{q^2} J_m^2(q) + J_m'^2(q) \right] + \right.$$

$$\left. + \left(V_{\parallel}^2 - \frac{c^2}{n^2(\omega)} \right) J_m^2(q) \right\}, \quad (19)$$

де $q = \frac{n(\omega)}{c} \frac{\omega}{\omega_0} V_{\perp} \sin \theta$, $J_m(q)$, $J_m'(q)$ – функція Бесселя цілочислового індексу і її похідна.

Для $V_{\parallel} < c/n(\omega)$ кожна гармоніка представляє набір частот, які є розв'язком рівняння

$$\omega \left(1 - \frac{n(\omega)}{c} V_{\parallel} \cos \theta \right) - m\omega_0 = 0. \quad (20)$$

У випадку постійних величин ϵ і μ для швидкостей $V < cn$, межі m -ї гармоніки визначаються частотами

$$\omega_m^{\max} = \frac{m\omega_0}{1 - \frac{nV_{\parallel}}{c}}, \quad \omega_m^{\min} = \frac{m\omega_0}{1 + \frac{nV_{\parallel}}{c}}, \quad (21)$$

а повна потужність випромінювання електрона у середовищі з постійними ϵ і μ визначається співвідношенням [12, 17]:

$$P_m^{tot} = \frac{2}{3} \frac{e^2 \mu n}{c^3} \frac{\omega_0^2 V_{\perp}^2}{\left(1 - \frac{n^2 V^2}{c^2}\right)^2}, \quad (22)$$

$$\text{де } \omega_0 = \frac{eB^{ext}}{m_0 c} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \quad (23)$$

У вакуумі потужність випромінювання (22) переходить у вираз, наведений у праці [18].

Якщо для векторів швидкостей у вакуумі \vec{V}_{vac} і у середовищі \vec{V}_m існує зв'язок ($\epsilon \neq 1$, $\mu = 1$):

$$\vec{V}_{vac} = n \vec{V}_m, \quad (24)$$

де n – показник заломлення, який в даному частковому випадку є постійною величиною. Тоді для

$$V_m^0 = \frac{c}{\sqrt{n^2 + n + 1}}, \quad (25)$$

$$V_{vac}^0 = \frac{cn}{\sqrt{n^2 + n + 1}}, \quad (26)$$

потужності у вакуумі і у середовищі рівні

$$P_{vac}^{tot} = P_m^{tot}. \quad (27)$$

В таблиці 1 наведені значення модулів швидкостей електронів, для яких виконується рівність їх потужностей випромінювання в залежності від величини показника заломлення.

Числові розрахунки проведені для малих поперечних складових швидкостей електронів, що рухаються по гвинтовій лінії при $B^{ext} = 1$ Гс.

Таблиця 1. Швидкості заряджених частинок, які зумовлюють однакові потужності випромінювання у вакуумі і у середовищах.

№	n	$V_m^0, 10^{10}$ см/с	$V_{vac}^0, 10^{10}$ см/с
1	1,0	1,730853	1,730853
2	1,1	1,647809	1,812590
3	1,2	1,571340	1,885608
4	1,3	1,500840	1,951092
5	1,4	1,435740	2,010044
6	1,5	1,375542	2,063314
7	1,6	1,319763	2,111621
8	1,7	1,267987	2,155578
9	1,8	1,219838	2,195709
10	1,9	1,174979	2,232461
11	2,0	1,133109	2,266218

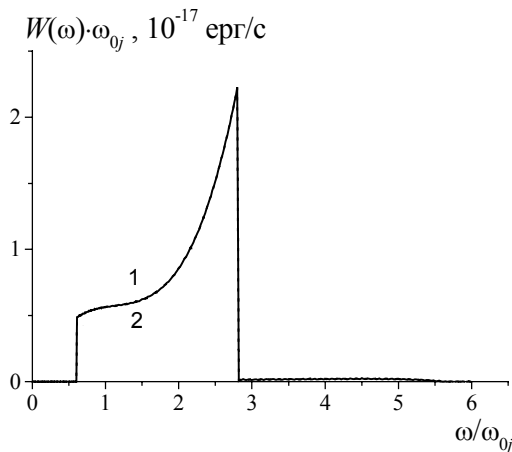


Рис.1. Спектральний розподіл потужності синхротронного випромінювання по відносній частоті. (Тут і надалі детальний опис кривих на рисунках подано в тексті статті).

Спектральні розподіли по відносній частоті ω/ω_{0j} потужностей випромінювання електронів (криві 1 і 2 на рис.1) у вакуумі ($V_{\perp vac}^0 = 0,26 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel vac}^0 = 0,1933 \cdot 10^{11}$ см/с) і у середовищі ($n=1,3$, $V_{\perp m}^0 = 0,2 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m}^0 = 0,1487 \cdot 10^{11}$ см/с,) збігаються, коли для швидкостей виконуються умови (24)-(26). Ті ж самі розподіли потужності випромінювання по частоті ω зображені на рис.2.

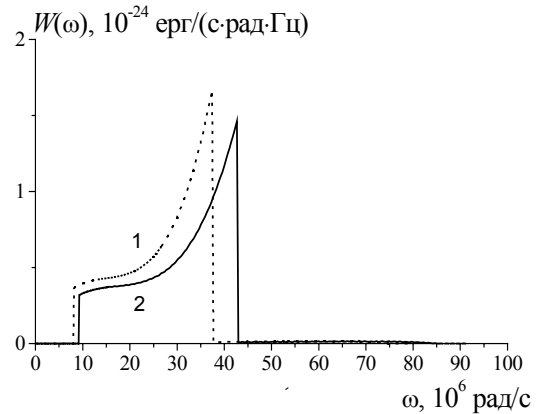


Рис.2. Спектральний розподіл потужності синхротронного випромінювання по частоті. $n=1$ (1), $n=1,3$ (2).

Крива 1: $n=1$, $V_{\perp vac}^0 = 0,26 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel vac}^0 = 0,1933 \cdot 10^{11}$ см/с, $P_{vac}^{tot} = 0,2070 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $P_{vac}^{int} = 0,2064 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $\omega_{01} = 0,1338 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{01} = 194,7$ см.

Крива 2: $n=1,3$, $V_{\perp m}^0 = 0,2 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m}^0 = 0,1487 \cdot 10^{11}$ см/с, $P_m^{tot} = 0,2069 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $P_m^{int} = 0,2055 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $\omega_{02} = 0,1523 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{01} = 131,4$ см.

Розрахована згідно зі співвідношенням (22) повна потужність випромінювання у вакуумі $P_{vac}^{tot} = 0,2070 \cdot 10^{-16}$ ерг/с добре узгоджується з $P_{vac}^{int} = 0,2066 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, отриманою шляхом інтегрування в (16) за частотою спектрального розподілу випромінювання (17). У середовищі потужності випромінювання відповідно рівні $P_m^{tot} = 0,2069 \cdot 10^{-16}$ ерг/с згідно з (22) і $P_m^{int} = 0,2055 \cdot 10^{-16}$ ерг/с згідно з (16) і (17).

При русі у середовищі для швидкостей, які задовольняють співвідношення (24), при $|\vec{V}_m| > |\vec{V}_m^0|$, $|\vec{V}_{vac}| > |\vec{V}_{vac}^0|$, потужність випромінювання більша у середовищі, ніж у вакуумі (рис.3). У середовищі значно збільшується діапазон частот, в якому відбувається випромінювання електромагнітної енергії зарядженими частинками (рис.4).

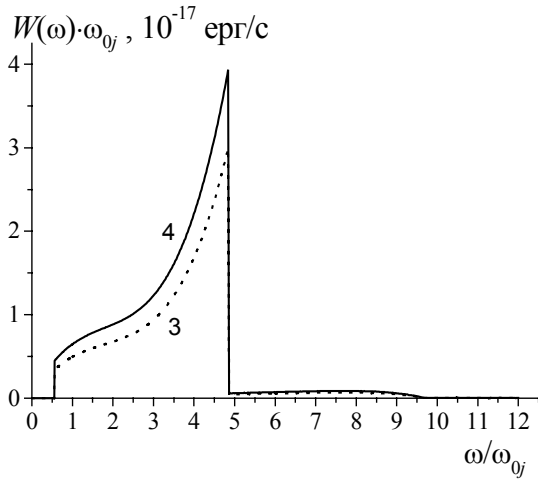


Рис.3. Спектральний розподіл потужності синхротронного випромінювання по відносній частоті. $n=1$ (3), $n=1,6$ (4).

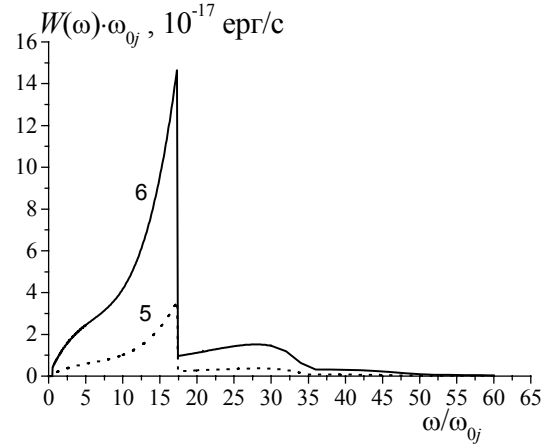


Рис.5. Спектральний розподіл потужності синхротронного випромінювання по відносній частоті. $n=1$ (5), $n=1,9$ (6).

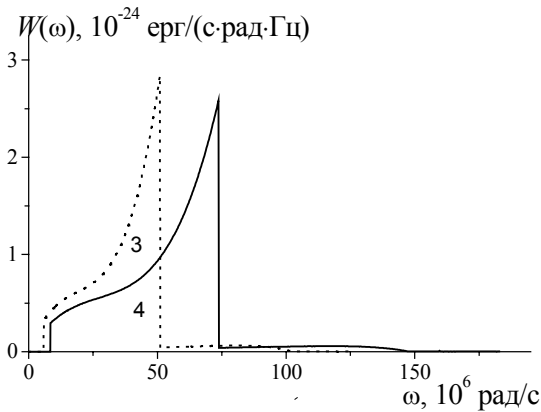


Рис.4. Спектральний розподіл потужності синхротронного випромінювання по частоті. $n=1$ (3), $n=1,6$ (4).

Крива 3: $n=1$, $V_{\perp vac}=0,32 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel vac} = 0,238 \cdot 10^{11}$ см/с, $P_{vac}^{tot}=0,5045 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $P_{vac}^{int} = 0,5034 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $\omega_{03}=0,1053 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{03} = 303,9$ см.

Крива 4: $n=1,6$, $V_{\perp m}=0,20 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m} = 0,1487 \cdot 10^{10}$ см/с, $P_m^{tot}=0,6580 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $P_m^{int} = 0,6591 \cdot 10^{-16}$ ерг/с, $\omega_{04}=0,1523 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{04} = 131,4$ см.

При наближенні до черенковського бар'єра спектр випромінювання у середовищі має структуру, зображену на рис.5 і 6, а потужність випромінювання у середовищі вже набагато більша, ніж у вакуумі. Окрім того, вплив ефекту Доплера зумовлює можливість випромінювання електромагнітної енергії на високих частотах.

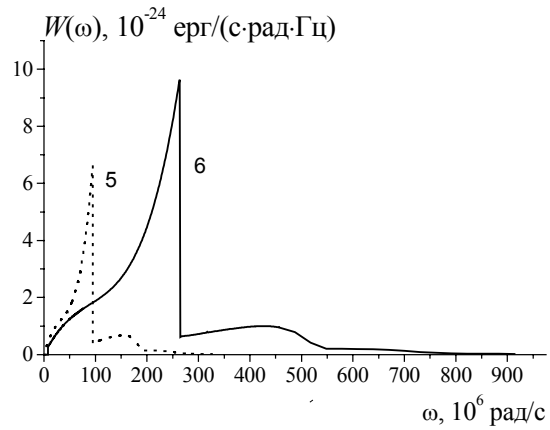


Рис.6. Спектральний розподіл потужності синхротронного випромінювання по частоті. $n=1$ (5), $n=1,9$ (6).

Крива 5: $n=1$, $V_{\perp vac}=0,38 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel vac} = 0,28253 \cdot 10^{11}$ см/с, $P_{vac}^{tot}=0,2662 \cdot 10^{-15}$ ерг/с, $P_{vac}^{int} = 0,2661 \cdot 10^{-15}$ ерг/с, $\omega_{05}=0,5654 \cdot 10^7$ рад/с, $r_{05} = 698,1$ см.

Крива 6: $n=1,9$, $V_{\perp m}=0,1338 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m} = 0,1487 \cdot 10^{10}$ см/с, $P_m^{tot}=0,1096 \cdot 10^{-14}$ ерг/с, $P_m^{int} = 0,1104 \cdot 10^{-14}$ ерг/с, $\omega_{06}=0,1523 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{06} = 131,4$ см.

Для показника заломлення $n=2$, при швидкостях $V_{\perp m}=0,2 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m}=0,1487 \cdot 10^{11}$ см/с, $V_{\perp m}=0,1 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m}=0,1498 \cdot 10^{11}$ см/с (криві 7,8 на рис.7,8), виконуються умови існування синхротронно-черенковського випромінювання. Синхротронно-черенковське випромінювання у

середовищі це – єдиний процес [4-6]. У тому випадку, коли поперечна до магнітного поля компонента швидкості мала в порівнянні з величиною повної швидкості, спектр синхротронно-черенківського випромінювання мало відрізняється від спектра випромінювання Черенкова при прямолінійному русі в ідеальному діелектрику (крива 10, рис.7,8). Потужність черенковського випромінювання при прямолінійному русі визначається співвідношенням (n – постійна величина):

$$P_{ch}^{tot} = \frac{e^2}{2c^2} V \omega_{max}^2 \left(1 - \frac{c^2}{V^2 n^2} \right). \quad (28)$$

Потужність випромінювання Черенкова при прямолінійному русі $P_{ch}^{tot} = 0,6979 \cdot 10^{11}$ ерг/с (співвідношення (28)) добре узгоджується з потужністю синхротронно-черенковського випромінювання $P_m^{int} = 0,6986 \cdot 10^{11}$ ерг/с, яка розрахована при

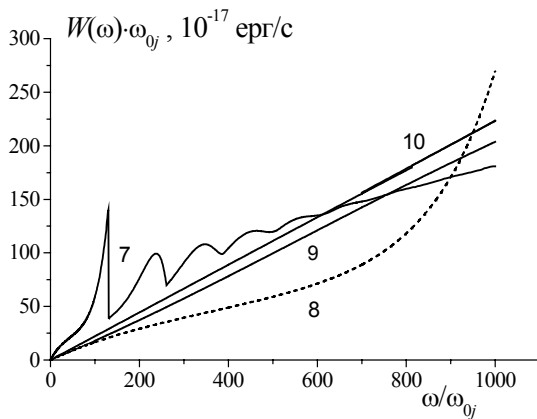


Рис.7. Спектральний розподіл потужності синхротронно-черенковського випромінювання по відносній частоті.

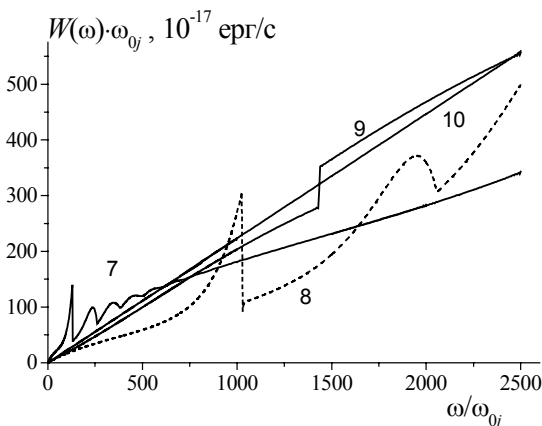


Рис.8. Спектральний розподіл потужності синхротронно-черенковського випромінювання по відносній частоті.

русі зарядженої частинки з малою поперечною ($V_{\perp m} = 0,1 \cdot 10^9$ см/с) компонентою швидкості (модулі швидкостей рівні).

Крива 7: $n=2,0$, $V_{\perp m} = 0,2 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m} = 0,1487 \cdot 10^{11}$ см/с, $\omega_{07} = 0,1523 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{07} = 131,4$ см, $P_m^{int} = 0,1166 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 1000$), $P_m^{int} = 0,5040 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 2500$).

Крива 8: $n=2,0$, $V_{\perp m} = 0,1 \cdot 10^{10}$ см/с, $V_{\parallel m} = 0,1498 \cdot 10^{11}$ см/с, $\omega_{08} = 0,1523 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{08} = 65,7$ см, $P_m^{int} = 0,7694 \cdot 10^{12}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 1000$), $P_m^{int} = 0,4945 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 2500$).

Крива 9: $n=2,0$, $V_{\perp m} = 0,5 \cdot 10^9$ см/с, $V_{\parallel m} = 0,1500007 \cdot 10^{11}$ см/с, $\omega_{09} = 0,1523 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{09} = 32,8$ см, $P_m^{int} = 0,1005 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 1000$), $P_m^{int} = 0,6964 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 2500$).

Крива 10: $n=2,0$, $V_{\perp m} = 0,1 \cdot 10^9$ см/с, $V_{\parallel m} = 0,1500807 \cdot 10^{11}$ см/с, $\omega_{010} = 0,1523 \cdot 10^8$ рад/с, $r_{010} = 6,6$ см, $P_{ch}^{tot} = 0,1117 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 1000$), $P_{ch}^{tot} = 0,6979 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 2500$), $P_m^{int} = 0,1116 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 1000$), $P_m^{int} = 0,6989 \cdot 10^{11}$ ерг/с ($\omega/\omega_{0j} = 2500$).

Проведені з високою точністю розрахунки спектрального розподілу потужності синхротронно-черенківського випромінювання електронів показали, що спектральний розподіл при $V_{\parallel} < c/n$ (криві 7, 8 на рис.7, 8) суттєво відрізняються від спектрального розподілу при $V_{\parallel} > c/n$ (криві 9, 10 на рис.7, 8). Числові і аналітичні дослідження показали, що вплив ефекту Доплера на особливості спектрального розподілу потужності випромінювання електронів суттєвий поблизу черенковського бар'єру.

Врахування дисперсії дещо змінює спектральний розподіл потужності випромінювання.

Висновки

Умови подібності спектральних розподілів потужностей випромінювання заряджених частинок, що рухаються по гвинтовій лінії в постійних магнітних полях у прозорих середовищах та у вакуумі більш адекватно виконуються в низькочастотній області спектра.

Проведені дослідження підтвердили уявлення, що синхротронно-черенковське випромінювання в середовищі – єдиний процес. У тому випадку, коли поперечна до магнітного поля компонента швидкості мала в порівнянні з величиною повної швидкості, спектр синхротронно-черенковського випромінювання мало відрізняється від спектра випромінювання Черенкова при прямолінійному русі у прозорому діелектрику.

Вплив ефекту Доплера на особливості спектрального розподілу потужності випромінювання електронів суттєвий поблизу черенковського бар'єра.

Отримані спектральні розподіли потужності синхротронного, черенковського і синхротронно-черенковського випромінювань при малій поперечній компоненті швидкості можуть знайти практичне застосування при створенні нових джерел електромагнітної енергії.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- Соколов А.А., Гальцов Д.Ф., Жуковский В.Ч. Излучение электронов, движущихся по винтовым линиям // Журнал технической физики. - 1973. - 43, №3. - С.682-683.
- Константинович А.В., Фортуна В.В. К теории излучения систем взаимодействующих зарядов, движущихся в постоянном магнитном поле в вакууме // Изв. высш. учебн. завед. Физика. - 1983. - 26, №12. - С.102-104.
- Гернов И.М. Синхротронное излучение // УФН. - 1995. - 165, №4. - С.429-456.
- Константинович А.В., Мельничук С.В., Раренко Г.М., Константинович И.А., Жаркой В.П. Спектр випромінювання системи заряджених частинок, що рухаються в непоглинаючому ізотропному середовищі // Журнал фізичних досліджень. - 2000. - 4, №1. - С.48-56.
- Schwinger J., Tsai Wu-yang, Erber T. Classical and quantum theory of synergic synchrotron-čerenkov radiation // Ann. of Phys. - 1976. - 96, No.2. - P.303-332.
- Цытович В.Н. К вопросу об излучении быстрых электронов в магнитном поле при и наличии среды // Вестник Московского ун-та. Физика. - 1951. - №11. - С.27-36.
- Иваненко Д.Д., Соколов А.А. К теории "светящегося электрона" // Докл. АН СССР. - 1948. - 59, №9. - С.1551-1554.
- Schwinger J. On the classical radiation of accelerated electrons // Phys. Rev. - 1949. - 75, No. 12. - P. 1912-1925.
- Адо Ю.М., Черенков П.А. Распределение энергии в спектре некогерентного излучения электронов, движущихся в синхротроне // Докл. АН СССР. - 1956. - 110, №4. - С.35-37.
- Tombouliau D.H., Hartman P.L. Spectral and angular distribution of ultraviolet radiation from the 300 MeV cornell synchrotron // Phys. Rev. - 1956. - 102, No. 6. - P.1423-1438.
- Bathov G., Freitag E., Haensel R.J. Measurement a synchrotron radiation in the X-ray region // J. Appl. Phys. - 1966. - 37, No. 9. - P.3449-3454.
- Константинович А.В., Ницович В.М. Энергетические потери заряда, движущегося по спирали в прозрачном диэлектрике // Известия высших учебных заведений. Физика. - 1973. - №2. - С.59-62.
- Константинович А.В., Мельничук С.В., Константинович И.А. Класична теорія випромінювання заряджених частинок. I. Запізнюючі і випереджаючі потенціали та напруженості електромагнітного поля і метод сили самодії Лоренца // Науковий вісник ЧНУ. Вип.102: Фізика.Електроніка - Чернівці: ЧНУ, 2001. - С.5-13.
- Dirac P.A.M. Classical theory of radiating electrons // Proc Roy. Soc. Ser.A. - 1938. - 167, No. 1. - P.148-169.
- Соколов А.А. К классической теории элементарных частиц (точечный электрон) // Вестник Московского ун-та. - 1947. - №2. - С.33-48.
- Константинович А.В., Ницович В.М. Спектральний розподіл потужності випромінювання заряду, що рухається по спіралі в диспергуючому прозорому феродіелектрику // УФЖ. - 1973. - 18, №5. - С.853-854.
- Константинович А.В. Классическая микроскопическая теория излучения заряда, движущегося по спирали, и метод функции Грина // Изв. высш. учебн. завед. Физика. - 1971. - 14, №7. - С.145-147.
- Соколов А.А., Жуковский В. Ч., Колесникова М.М., Никитина Н.С., Шишанин О.Е. К теории синхротронного излучения при движении электрона по спирали // Изв. высш. учебн. завед. Физика. - 1969. - 12, №2. - С.108-116.