ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 6, № 4 (2005) С. 535-541

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 6, № 4 (2005) P. 535-541

УДК 539.2

ISSN 1729-4428

А.В. Константинович[1], І.А. Константинович[2]

Особливості спектра випромінювання заряджених частинок, що рухаються в магнітному полі в прозорому середовищі

[1]Чернівецький національний університет, вул. Коцюбинського 2, Чернівці, 58012, Україна,
E-mail: theormyk@chnu.cv.ua; aconst@hotbox.ru
[2]Інститут термоелектрики Національної академії наук і Міністерства освіти і науки України,
вул. Дубинська 9а, Чернівці, 58027, Україна

Методом сили самодії Лоренца досліджена тонка структура спектрального розподілу потужності синхротронного випромінювання двох електронів, що рухаються по гвинтовій лінії в постійному магнітному полі у прозорому середовищі в релятивістському випадку. Проаналізовано спектри синхротронного, черенковського та синхротронно-черенковського випромінювань одного електрона.

Ключові слова: синхротронне випромінювання, черенковське випромінювання, синхротронно-черенковське випромінювання, метод сили самодії Лоренца.

Стаття поступила до редакції 19.05.2005; прийнята до друку 15.11.2005.

Вступ

Дослідження спектра випромінювання заряджених частинок, що рухаються в магнітному полі в середовищі та у вакуумі, важливе з точки зору застосувань в електроніці, астрофізиці, у фізиці плазми, у фізиці накопичувальних кілець тощо [1–5].

При русі заряджених частинок у магнітному полі в середовищі можливі три типи випромінювання [3–5]: синхротронне, черенковське та синхротронно-черенковське, а у вакуумі можливе тільки синхротронне випромінювання. Питанням, яке потребує подальшого дослідження, є когерентність синхротронного випромінювання [6–9]. При проходженні електронного пучка крізь спіральну змійку спостерігається лазерне випромінювання [10]. Властивості лазерів на вільних електронах розглянуто у праці [11]. Тонку структуру спектра синхротронного випромінювання двох електронів, які рухаються вздовж гвинтової лінії у вакуумі в низькочастотній області спектра, досліджено в працях [6–9].

Метою даної роботи є дослідження методом сили самодії Лоренца явищ когерентності у спектрі випромінювання системи заряджених частинок, що рухаються вздовж довільної заданої траєкторії в прозорому середовищі. Використовуючи точні інтегральні співвідношення для спектрального розподілу потужності випромінювання двох електронів, що рухаються один за одним вздовж гвинтової лінії у середовищі, аналітичними та числовими методами досліджена тонка структура спектра синхротронного випромінювання в прозорому середовищі. Досліджено вплив ефекту Доплера на особливості спектра випромінювання окремого електрона при його русі по гвинтовій лінії в прозорих ізотропних середовищах та у вакуумі.

I. Миттєва та середня за часом потужності випромінювання заряджених частинок

Миттєва потужність випромінювання заряджених частинок $P^{rad}(t)$ в ізотропному прозорому середовищі, а також у вакуумі визначається за допомогою співвідношення [12, 13]

$$P^{rad}(t)=\int_{\tau}\left(\begin{array}{l}\vec{j}(\vec{r},t)\dfrac{1}{c}\dfrac{\partial\vec{A}^{Dir}(\vec{r},t)}{\partial t}-\\ -\rho(\vec{r},t)\dfrac{\partial\varphi^{Dir}(\vec{r},t)}{\partial t}\end{array}\right)d\vec{r} \qquad (1)$$

Тут $\vec{j}(\vec{r},t)$ – густина струму, $\rho(\vec{r},t)$ – густина заряду. Інтегрування ведеться за виділеним об'ємом τ. Скалярний $\varphi^{Dir}(\vec{r},t)$ та векторний $\vec{A}^{Dir}(\vec{r},t)$ потенціали, згідно з гіпотезою Дірака [12–15], визначаються через напіврізницю запізнюючих та випереджаючих потенціалів,

$$\varphi^{Dir}=\frac{1}{2}\left(\varphi^{ret}-\varphi^{adv}\right),\quad \vec{A}^{Dir}=\frac{1}{2}\left(\vec{A}^{ret}-\vec{A}^{adv}\right). \qquad (2)$$

Підставляючи (2) в (1), отримаємо вираз миттєвої

потужності випромінювання заряджених частинок, що рухаються в ізотропних прозорих середовищах, через спектральний розподіл:

$$P^{rad}(t)=\int_0^{\infty} d\omega\ W(t,\omega), \qquad (3)$$

$$W(t,\omega)=\frac{1}{\pi c^2}\int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}\int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}'\int_{-\infty}^{\infty} dt'\omega\mu(\omega)\times$$
$$\times\frac{\sin\left[\frac{n(\omega)\omega}{c}\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|\right]}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|}\cos\omega(t-t')\times$$
$$\times\left\{\vec{j}(\vec{r},t)\vec{j}(\vec{r}',t')-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\rho(\vec{r},t)\rho(\vec{r}',t')\right\}, \qquad (4)$$

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

$$\overline{P}^{rad}=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} P^{rad}(t)dt. \qquad (5)$$

Середню потужність випромінювання можна визначити, підставляючи миттєву потужність (3), (4) у співвідношення (5).

II. Система невзаємодіючих тотожних точкових заряджених частинок

Згідно з [3–5] функції джерел N тотожних точкових заряджених частинок визначаються співвідношеннями

$$\vec{j}(\vec{r},t)=\sum_{l=1}^{N}\vec{V}_l(t)\rho_l(\vec{r},t), \qquad \rho(\vec{r},t)=\sum_{l=1}^{N}\rho_l(\vec{r},t),$$
$$\rho_l(\vec{r},t)=e\,\delta\left(\vec{r}-\vec{r}_l(t)\right), \qquad (6)$$

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

Розглянемо систему невзаємодіючих тотожних точкових заряджених частинок, що рухаються одна за одною вздовж довільної заданої траєкторії. Тоді закон руху та швидкість l-ї частинки цієї системи в електромагнітному полі визначаються співвідношеннями:

$$\vec{r}_l(t)=\vec{r}_p(t+\Delta t_l),\ \vec{V}_l(t)=\vec{V}(t+\Delta t_l). \qquad (7)$$

Середню потужність випромінювання заряджених частинок у цьому випадку отримаємо, підставляючи (6), (7) в (3)–(5) (діелектрична проникність $\varepsilon(\mu)$ і магнітна проникність $\mu(\omega)$ – дійсні величини):

$$\overline{P}^{rad}=\frac{e^2}{\pi c^2}\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} dt\int_{-\infty}^{\infty} dt'\int_0^{\infty} d\omega\mu(\omega)\omega S_N(\omega)\times$$
$$\times\frac{\sin\left\{\frac{n(\omega)}{c}\omega\left|\vec{r}_p(t)-\vec{r}_p(t')\right|\right\}}{\left|\vec{r}_p(t)-\vec{r}_p(t')\right|}\cos\omega(t-t')\times$$
$$\times\left[\vec{V}(t)\ \vec{V}(t')-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\right], \qquad (8)$$

$$S_N(\omega)=\sum_{l,j=1}^{N}\cos\left\{\omega\left(\Delta t_l-\Delta t_j\right)\right\}. \qquad (9)$$

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

Ми дослідимо N електронів, які рухаються один за одним вздовж гвинтової лінії у прозорому середовищі. Закон руху та швидкість l-го електрона в цьому випадку визначаються співвідношеннями

$$\vec{r}_l(t)=r_0\cos\left[\omega_0(t+\Delta t_l)\right]\ \vec{i}+r_0\sin\left[\omega_0(t+\Delta t_l)\right]\ \vec{j}+$$
$$+V_{\|}(t+\Delta t_l)\vec{k}, \qquad \vec{V}_l(t)=\frac{d\vec{r}_l(t)}{dt}. \qquad (10)$$

Тут $r_0=V_{\perp}\omega_0^{-1}$, $\omega_0=ceB^{ext}\tilde{E}^{-1}$, $\tilde{E}=c\sqrt{p^2+m_0^2c^2}$, вектор магнітної індукції $\vec{B}^{ext}\ ||\ 0Z$, $V_{\perp}$, $V_{||}$ – компоненти швидкості, $\vec{p}$, $\tilde{E}$ – імпульс та енергія електрона, e і m_0 – заряд і маса спокою електрона.

Середню потужність випромінювання N електронів отримаємо, підставляючи (10) в (8). Тоді знаходимо

$$\overline{P}^{rad}=\int_0^{\infty} W(\omega)d\omega, \qquad (11)$$

$$W(\omega)=\frac{2e^2}{\pi c^2}\int_0^{\infty} dx\,\omega\mu(\omega)\ S_N(\omega)\frac{\sin\left\{n(\omega)\omega\ c^{-1}\eta(x)\right\}}{\eta(x)}\times$$
$$\times\cos\omega x\ \left[V_{\perp}^2\cos(\omega_0 x)+V_{\|}^2-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\right], \qquad (12)$$

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

Фактор когерентності $S_N(\omega)$ для N електронів визначається співвідношенням (9).

III. Тонка структура спектрів випромінювання двох електронів, які рухаються вздовж гвинтової лінії у прозорому середовищі

Особливості спектра випромінювання двох електронів, які рухаються один за одним уздовж гвинтової лінії у прозорому середовищі, можна дослідити, комбінуючи аналітичні та числові методи.

Середню потужність випромінювання двох електронів отримаємо з виразів (11) і (12). Тоді

знаходимо

$$\overline{P}^{rad} = \int_0^\infty W(\omega)\,d\omega\,, \qquad (13)$$

$$W(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c^2}\int_0^\infty dx\,\omega\mu(\omega)\;\; S_2(\omega)\frac{\sin\left\{n(\omega)\omega\;\; c^{-1}\eta(x)\right\}}{\eta(x)}\times$$

$$\times\cos\omega x\;\;\left[V_\perp^2\cos(\omega_0 x)+V_\parallel^2-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\right], \qquad (14)$$

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

Фактор когерентності двох електронів $S_2(\omega)$ визначається виразом

$$S_2(\omega)=2+2\cos(\omega\Delta t)\,. \qquad (15)$$

Тут $\Delta t=\Delta t_2-\Delta t_1$ зміщення в часі електронів вздовж гвинтової лінії. Аналогічний вираз для фактора когерентності досліджено Болотовським [16].

Із співвідношень (13) та (14), після деяких нескладних перетворень, можна виділити внесок окремих гармонік у середню потужність випромінювання:

$$\overline{P}^{rad}=\frac{e^2}{c^3}\sum_{m=1}^{\infty}\int_0^\infty d\omega\;\mu(\omega)n(\omega)\omega^2\int_0^\pi\sin\theta d\theta\;\;S_2(\omega)\times$$

$$\times\delta\left\{\omega\left(1-\frac{n(\omega)}{c}V_\parallel\cos\theta\right)-m\omega_0\right\}\times$$

$$\times\left\{V_\perp^2\left[\frac{m^2}{q^2}J_m^2(q)+J_m'^2(q)\right]+\left(V_\parallel^2-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\right)J_m^2(q)\right\}+$$

$$+\frac{e^2}{c^3}\sum_{m=-\infty}^{0}\int_0^\infty d\omega\;\mu(\omega)n(\omega)\omega^2\int_0^\pi\sin\theta d\theta\;\;S_2(\omega)\times$$

$$\times\delta\left\{\omega\left(1-\frac{n(\omega)}{c}V_\parallel\cos\theta\right)-m\omega_0\right\}\times$$

$$\times\left\{V_\perp^2\left[\frac{m^2}{q^2}J_m^2(q)+J_m'^2(q)\right]+\left(V_\parallel^2-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\right)J_m^2(q)\right\} \qquad (16)$$

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

Кожна гармоніка являє набір частот, які є розв'язками рівняння

$$\omega\left(1-\frac{n(\omega)\;\;V_\parallel}{c}\cos\theta\right)-m\omega_0=0\,. \qquad (17)$$

Справді, межі гармонік у вакуумі та в прозорому середовищі при $V_\parallel<\frac{c}{n}$ (n – стала величина) визначаються відповідно співвідношеннями

$$\omega_{vac}^{min}(m)=\frac{m\omega_0}{1+\frac{V_\parallel}{c}},\;\;\omega_{vac}^{max}(m)=\frac{m\omega_0}{1-\frac{V_\parallel}{c}}, \qquad (18)$$

$$\omega_{med}^{min}(m)=\frac{m\omega_0}{1+\frac{n\;\;V_\parallel}{c}},\;\;\omega_{med}^{max}(m)=\frac{m\omega_0}{1-\frac{n\;\;V_\parallel}{c}}. \qquad (19)$$

Повну потужність випромінювання окремого електрона у середовищі зі сталими μ та n для швидкостей $V<\frac{c}{n}$ [17] можна отримати зі співвідношення (16):

$$P_{med}^{tot}=\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\mu n\omega_0^2V_\perp^2\left(1-\frac{n^2V^2}{c^2}\right)^{-2}, \qquad (20)$$

де $\omega_0=\frac{eB^{ext}}{m_0c}\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}$.

У вакуумі повна потужність випромінювання окремого електрона визначається співвідношенням [18]:

$$P_{vac}^{tot}=\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\omega_0^2V_\perp^2\left(1-\frac{V^2}{c^2}\right)^{-2}. \qquad (21)$$

Числові розрахунки спектрального розподілу потужності випромінювання двох електронів, що рухаються по гвинтовій лінії один за одним у прозорому середовищі ($\mu=1$, $n=1,2$) проведено при B^{ext} =1 Гс.

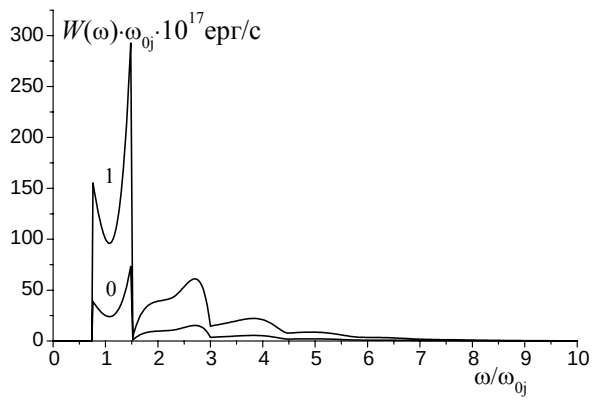

Рис. 1. Спектральний розподіл потужності випромінювання окремого електрона (крива 0) та двох електронів у вакуумі при $\Delta t_1=0.0001\pi/\omega_{01}$ (крива 1). $V_{\perp vac}=0,4713\cdot c$, $V_{\parallel vac}=0,3333\cdot c$, $P_{vac0}^{tot}=0,529\cdot10^{-15}$ ерг/с, $P_{vac0}^{int}=0,528\cdot10^{-15}$ ерг/с, $P_{vac1}^{int}=0,211\cdot10^{-14}$ ерг/с, $r_{0j}=984,1$ см, $\omega_{0j}=14,36\;\cdot\;10^6$ рад/с, j=0,1,2,3,4,5, $c=2,997925\cdot10^{10}$ см/с.

Для складових швидкостей у середовищі $V_\perp=0,1413\cdot10^{11}$ см/с$=0,4713\cdot c$, $V_\parallel=0,999\cdot10^{10}$ см/с $=0,3333\cdot c$ наведено спектральний розподіл потужності випромінювання двох електронів у

вакуумі (крива 1 на рис. 1) та у середовищі (криві 3–5 на рис. 2–4) залежно від характеру їх розташування вздовж гвинтової лінії.

Розрахована за співвідношенням (21) потужність випромінювання окремого електрона (крива 0 на рис. 1) у вакуумі, $P_{vac0}^{tot} = 0,529 \cdot 10^{-15}$ ерг/с, узгоджується з потужністю $P_{vac0}^{int} = 0,528 \cdot 10^{-15}$ ерг/с, яка знайдена шляхом інтегрування співвідношень (13) і (14). Для різниці часу $\Delta t_1 = 0,0001\pi / \omega_{01}$ фактор когерентності $S_2(\omega) = 4$, а два електрони у вакуумі (крива 1 на рис. 1) та у середовищі (крива 3 на рис. 2) випромінюють як частинка з зарядом 2e і масою $2m_0$, тобто в чотири рази більше, ніж окремий електрон.

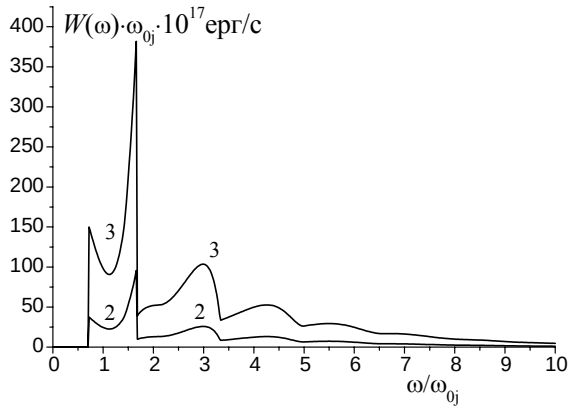

Рис. 2. Спектральний розподіл потужності випромінювання окремого електрона (крива 2) та двох електронів у середовищі ($n = 1,2$, $\mu = 1$) при $\Delta t_3 = 0.0001\pi / \omega_{03}$ (крива 3). $V_{\perp med} = 0,4713 \cdot c$, $V_{||med} = 0,3333 \cdot c$, $P_{med2}^{tot} = 0,1043 \cdot 10^{-14}$ ерг/с, $P_{med2}^{int} = 0,102 \cdot 10^{-14}$ ерг/с, $P_{med3}^{int} = 0,408 \cdot 10^{-14}$ ерг/с.

Для різниці часу $\Delta t_4 = 2\pi / \omega_{04}$ (крива 4 на рис. 3) маємо максимуми функції спектрального розподілу поблизу частот $i \cdot \omega_{03}$ (*i*=1, 2, …, 10), а на частотах $\left(\frac{1}{2} + i\right) \cdot \omega_{03}$ (*i*=1, 2, …, 9) випромінювання відсутнє.

Для різниці часу $\Delta t_5 = 4\pi / \omega_{05}$ (крива 5 на рис. 4) маємо максимуми функції спектрального розподілу в околі частот $\frac{1}{2}(1+i)\ \omega_{05}$, i=1 ,2,…, 19 а на частотах $\left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2} i\right) \omega_{05}$, i=1 ,2,…, 19 випромінювання відсутнє.

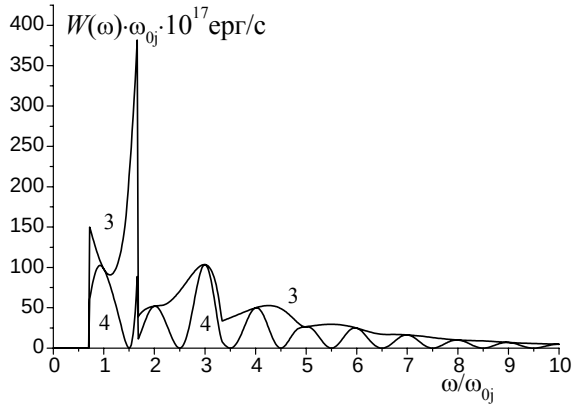

Рис. 3. Спектральний розподіл потужності випромінювання двох електронів у середовищі ($n = 1,2$, $\mu = 1$) при $\Delta t_3 = 0.0001\pi / \omega_{03}$ (крива 3) та при $\Delta t_4 = 2\pi / \omega_{04}$ (крива 4), $V_{\perp med} = 0,4713 \cdot c$, $V_{||med} = 0,3333 \cdot c$, $P_{med3}^{int} = 0,408 \cdot 10^{-14}$ ерг/с., $P_{med4}^{int} = 0,196 \cdot 10^{-14}$ ерг/с.

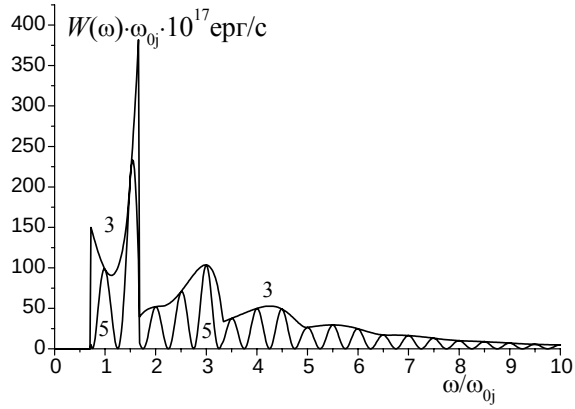

Рис. 4. Спектральний розподіл потужності випромінювання двох електронів у середовищі ($n = 1,2$, $\mu = 1$) при $\Delta t_5 = 4\pi / \omega_{05}$ (крива 5), $V_{\perp med} = 0,4713 \cdot c$, $V_{||med} = 0,3333 \cdot c$, $P_{med3}^{int} = 0,408 \cdot 10^{-14}$ ерг/с, $P_{vac5}^{int} = 0,209 \cdot 10^{-14}$ ерг/с.

Для випадку прозорого середовища верхня межа кожної гармоніки зміщується у бік високих частот у порівнянні зі спектром випромінювання заряджених частинок у вакуумі при таких самих значеннях компонент швидкості.

IV. Спектральний розподіл потужності синхротронно-черенковського випромінювання в низькочастотній області

Розглянемо вплив ефекту Доплера на синхротронно-черенковське випромінювання в прозорих середовищах. Співвідношення для

Таблиця

Потужність синхротронно-черенковського випромінювання електрона при $B^{ext} = 1$ Гс

Крива J	n	$V_{\perp med}$	$V_{\|med}$	V_{med}	$\omega_{0j} \cdot 10^{-6}$, рад/с	r_{0j}, см	$P^{int}_{med\,j} \cdot 10^{10}$ ерг/с
1	1,305	$0,06671 \cdot c$	$0,7672 \cdot c$	$0,7701 \cdot c$	11,22	178,3	0,2285
2	1,305	$0,03336 \cdot c$	$0,7672 \cdot c$	$0,7679 \cdot c$	11,26	88,7	0,0998
3	1,305	$0,00033 \cdot c$	$0,7672 \cdot c$	$0,7672 \cdot c$	11,28	0,9	0,0560

потужності синхротронно-черенковського випромінювання в середовищі можна отримати, виходячи з (13) і (14). Тоді для електрона, що рухається по гвинтовій лінії, знаходимо [3–5]

$$\overline{P}^{rad} = \int_0^\infty W(\omega)\,d\omega, \qquad (22)$$

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

$$\times \cos(\omega x)\left[V_\perp^2 \cos(\omega_0 x) + V_\|^2 - \frac{c^2}{n^2(\omega)}\right], \qquad (23)$$

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

Розглянемо частковий випадок, коли $\varepsilon = const$ та $\mu = 1$, тобто ми досліджуємо низькочастотну область спектра. Потужність черенковського випромінювання при прямолінійному русі визначається співвідношенням (n – стала величина)

$$P^{tot}_{ch} = \frac{e^2}{2c^2} V \;\; \omega^2_{max}\left(1 - \frac{c^2}{V^2 n^2}\right). \qquad (24)$$

Для показника заломлення $n = 1,305$ при швидкостях $V_{\perp med\,1} = 0,2 \cdot 10^{10}$ см/с$= 0,06671 \cdot c$, $V_{\|med\,1} = 0,23 \cdot 10^{11}$ см/с$= 0,7672 \cdot c$, $V_{\perp med\,2} = 0,1 \cdot 10^{10}$ см/с$= 0,03336 \cdot c$, $V_{\|med\,2} = 0,7672 \cdot c$, $V_{\perp med3} = 0,1 \cdot 10^{8}$ см/с $= 0,00033 \cdot c$, $V_{\|med\,3} = 0,7672 \cdot c$ (криві 1, 2, 3 на рис. 5), виконуються умови існування синхротронно-черенковського випромінювання. Числові розрахунки спектрального розподілу потужності синхротронно-черенковського випромінювання електрона, що рухається по гвинтовій лінії у прозорому середовищі ($\mu = 1$, $n = 1,305$) проведено при B^{ext} =1 Гс.

Потужність випромінювання Черенкова при прямолінійному русі $P^{tot}_{ch3} = 0,559 \cdot 10^{-11}$ ерг/с (співвідношення (24)) добре узгоджується з потужністю синхротронно-черенковського випромінювання $P^{int}_{med3} = 0,560 \cdot 10^{-11}$ ерг/с, яка розрахована згідно (22) і (23) при русі зарядженої частинки з малою поперечною компонентою швидкості.

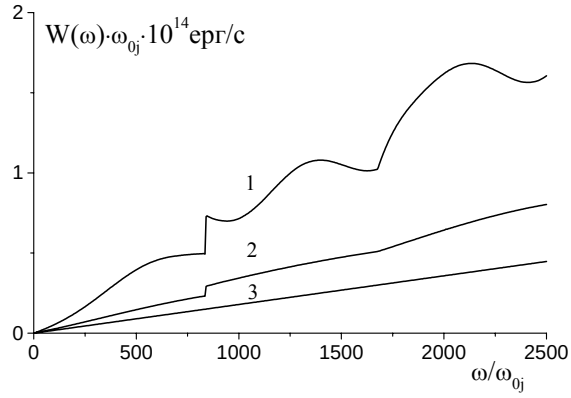

Рис. 5. Спектральний розподіл потужності синхротронно-черенковського випромінювання при $n = 1,305$, B^{ext} =1 Гс. Крива 1 – $V_{\perp med} = 0,06672 \cdot c$, $V_{\|med} = 0,7672 \cdot c$, крива 2 – $V_{\perp med} = 0,03336 \cdot c$, $V_{\|med} = 0,7672 \cdot c$, крива 3 – $V_{\perp med} = 0,00033 \cdot c$, $V_{\|med} = 0,7672 \cdot c$.

Для гармонік $m = -1$, -2 ($n - const$) у співвідношенні (16) частота нижньої межі ($\theta = 0$) визначається виразом

$$\omega^{min\,j}_m = \omega_{0j}|m| \cdot \left(\frac{nV_\|}{c} - 1\right)^{-1}. \qquad (25)$$

Розраховані згідно (25) нижні межі гармонік ($n = 1,305$, $V_{\|med} = 0,7672 \cdot c$) дорівнюють $\omega^{min\,j}_{-1} = 838,5 \cdot \omega_{0j}$, $\omega^{min\,j}_{-2} = 1677 \cdot \omega_{0j}$ (рис. 5).

З проведених досліджень випливає, що синхротронно-черенковське випромінювання являє єдиний процес з цікавими властивостями, що підтверджує результати праць [4–9, 19–20]. Числові та аналітичні розрахунки показали, що вплив ефекту Доплера на особливості спектрального розподілу потужності випромінювання електронів суттєвий поблизу черенковського бар'єра.

Висновки

1. Фактор когерентності приводить до суттєвої зміни спектрального розподілу потужності випромінювання системи заряджених частинок у середовищі.

2. Вплив ефекту Доплера визначає межі смуг окремих гармонік у спектрі випромінювання заряджених частинок.
3. Синхротронно-черенковське випромінювання являє єдиний процес. Вплив ефекту Доплера на особливості спектрального розподілу потужності випромінювання електрона суттєвий поблизу черенковського бар'єра.

Константинович А.В. – доцент;
Константинович І.А. – аспірант;

[1] Синхротронное излучение. Свойства и применения: Сб. статей под ред. Кунца К. – М.: Мир, 1981. – 526 с.
[2] И.М. Тернов. Синхротронное излучение // *УФН*, **165**(4), сс. 429–456 (1995).
[3] А.В. Константинович, С.В. Мельничук, І.М. Раренко, І.А. Константинович, В.П. Жаркой. Спектр випромінювання системи заряджених частинок, що рухаються в непоглинаючому ізотропному середовищі // *Журнал фізичних досліджень*, **4**(1), сс. 48–56 (2000).
[4] І.А. Константинович, С.В. Мельничук, А.В. Константинович. Класична теорія випромінювання заряджених частинок. ІІ. Вплив середовища на спектр випромінювання заряджених частинок, що рухаються в електромагнітних полях // Науковий вісник Чернівецького ун-ту. Вип. **132**. *Фізика. Електроніка*. Чернівці: Рута, сс. 24–39 (2002).
[5] A.V. Konstantinovich, S.V. Melnychuk, I.A. Konstantinovich. Fine Structure of Radiation Spectrum of Charged Particles Moving in Magnetic Fields in Nonabsorbable Isotropic Media and in Vacuum // *Romanian Journal of Physics,* **48**(5–6), pp. 717–725 (2003).
[6] A.V. Konstantinovich, S.V. Melnychuk, I.A. Konstantinovich. Radiation Power Spectral Distribution of Electrons Moving in a Spiral in Magnetic Fields // *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, **5**(5), pp. 1423–1431 (2003).
[7] A.V. Konstantinovich, S.V. Melnychuk, I.A. Konstantinovich. Radiation Spectra of Electrons Moving in a Spiral in Magnetic Fields // *Proceedings of CAOL 2003*, 1st International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers. V. **1**. Alushta, Crimea, Ukraine, 16–20 September, pp. 161–164 (2003).
[8] A.V. Konstantinovich, S.V. Melnychuk, I.A. Konstantinovich. Radiation Spectra of Charged Particles Moving in a Spiral in Magnetic Fields // *Proceedings of the Romanian Academy,* **4**(3), pp. 175–182 (2003).
[9] A.V. Konstantinovich, I.A. Konstantinovich. Radiation Spectra of Charged Particles Moving in Magnetic Fields in Vacuum and in Medium // *Romanian Journal of Optoelectronics*, **12**(3), pp. 13-25 (2004).
[10] D.A. Deacon, L.R. Elias, J.M. Madey J., G.J. Raiman, H.A. Schwettman, T.I. Smith. First Operation of a Free-Electron Laser // *Phys. Rev. Lett*. **38**(16), pp. 892–894 (1977).
[11] G. Dattoli, L. Mezi, M. Migliorati, L. Palumbo. Storage Ging Free-Electron Laser and Microwave Type Instabilities // *Nuovo Cimento*. B, **115**(6), pp. 639–644 (2000).
[12] J. Schwinger. On the Classical Radiation of Accelerated Electrons // *Phys. Rev.* **75**(12), pp. 1912–1925 (1949).
[13] А.В. Константинович, С.В. Мельничук, І.А. Константинович. Класична теорія випромінювання заряджених частинок. І. Запізнюючі і випереджаючі потенціали та напруженості електромагнітного поля і метод сили самодії Лоренца // Науковий вісник Чернівецького ун-ту. Вип. 102. *Фізика. Електроніка*. Чернівці: Рута, сс. 5–13 (2001).
[14] Dirac P.A.M. Classical Theory of Radiating Electrons // *Proc. Roy. Soc*. A, **167**(1), pp. 148–169.
[15] А.А. Соколов. К классической теории элементарных частиц (точечный электрон) // Вестник Московского. ун-та. № 2. сс. 33–48 (1947).
[16] Б.М. Болотовский. Теория эффекта Вавилова-Черенкова // *УФН*, **22**(3), сс. 201–246 (1957).
[17] А.В. Константинович, В.М. Ницович. Энергетические потери заряда, движущегося по спирали в прозрачном диэлектрике // *Изв. высш. учебн. завед. Физика*. № 2, сс. 59–62 (1973).
[18] А.А. Соколов, В.Ч. Жуковский, М.М. Колесникова, Н.С. Никитина, О.Е. Шишанин. К теории синхротронного излучения при движении электрона по спирали // *Изв. высш. учебн. завед. Физика*. № 2, сс. 108–116 (1969).
[19] В.Н. Цытович. К вопросу об излучении быстрых электронов в магнитном поле при наличии среды // *Вестник Московского ун-та. Физика*. № 11, сс. 27–36 (1951).
[20] J. Schwinger, Tsai Wu-yang, T. Erber. Classical and Quantum Theory of Synergic Synchrotron-Čerenkov Radiation // *Ann. of Phys*. **96**(2), pp. 303–332 (1976).

A.V. Konstantinovich[1], I.A. Konstantinovich[2]

The Features of Radiation Spectrum of Charged Particles Moving in Magnetic Field in a Transparent Medium

[1]*Chernivtsy National University, 2, Kotsybynsky Str., Chernivtsy, 58012, Ukraine,*
E-mail: theormyk@chnu.cv.ua; aconst@hotbox.ru
[2]*Institute of Thermalelectricity NAS and MES of Ukraine,*

By the improved Lorentz's self-interaction method on explored the fine structure of the spectral distribution of power of synchrotron radiation of two electrons, which move along a spiral in constant magnetic field in a transparent medium in relativistic case. The spectra of synchrotron, Cherenkov and synchrotron-Cherenkov radiations of one electron moving along a spiral are analyzed.