УДК 539.101:538.3

**© 1999р. А.В. Константинович, І.А. Константинович**

Чернівецький державний університет ім. Ю. Федьковича, Чернівці

# КЛАСИЧНА ТЕОРІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ СИСТЕМИ НЕВЗАЄМОДІЮЧИХ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК, ЩО РУХАЮТЬСЯ ВЗДОВЖ ДОВІЛЬНОЇ ТРАЄКТОРІЇ У НЕПОГЛИНАЮЧОМУ ІЗОТРОПНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Методом сили самодії Лоренца досліджені миттєва та середня потужності випромінювання системи заряджених частинок, що рухаються вздовж довільної траєкторії у непоглинаючому ізотропному середовищі та у вакуумі.

The expressions of the momentary and average radiation power of the system of noninteracting charged particles moving on an arbitrary trajectory in nonabsorbable isotropic medium and in vacuum are studied using Lorentz's self-action method.

У роботах [1-5] методом сили самодії Лоренца отримано спектр випромінювання системи невзаємодіючих електронів, що рухаються у непоглинаючому ізотропному середовищі. Ці дослідження підтверджують можливість використання гіпотези Дірака [6] при дослідженні спектру випромінювання заряджених частинок не тільки у вакуумі, а й у непоглинаючому середовищі.

У даній роботі методом сили самодії Лоренца розглянуто спектр випромінювання системи невзаємодіючих заряджених частинок з різними величинами зарядів.

Середню $\overline{P}^{rad}$ та миттєву $P^{rad}(t)$ потужності випромінювання системи заряджених частинок визначимо із співвідношень [4]:

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

$$P^{rad}(t)=\int_V d\vec{r}\left(\vec{j}(\vec{r},t)\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}^s(\vec{r},t)}{\partial t}-\right.$$
$$\left.-\rho(\vec{r},t)\frac{\partial\varphi^s(\vec{r},t)}{\partial t}\right). \tag{2}$$

Власні потенціали $\varphi^s$ і $\vec{A}^s$ у (2) визначимо згідно гіпотези Дірака [6] через напіврізницю запізнюючих та випереджаючих потенціалів:

$$\varphi^s=\frac{1}{2}\left(\varphi^{ret}-\varphi^{adv}\right),\quad \vec{A}^s=\frac{1}{2}\left(\vec{A}^{ret}-\vec{A}^{adv}\right). \tag{3}$$

Використаємо власні потенціали (3) і функції джерел

$$\vec{j}(\vec{r},t)=\sum_{l=1}^{N}\vec{v}_l(t)\rho_l(\vec{r},t),\quad \rho(\vec{r},t)=\sum_{l=1}^{N}\rho_l(\vec{r},t), \tag{4}$$

$$\rho_l(t)=q_l\,\delta\left(\vec{r}-\vec{r}_l(t)\right), \tag{5}$$

тоді після деяких перетворень спектральний розподіл миттєвої потужності випромінювання системи $N$ заряджених частинок набуває вигляду

$$P^{rad}(t)=\frac{1}{\pi c^2}\int_{-\infty}^{\infty}dt'\int_0^{\infty}d\omega\,\omega\mu(\omega)\times$$
$$\times\sum_{l,j=1}^{N}q_l q_j\frac{\sin\left\{\frac{n(\omega)}{c}\omega\left|\vec{r}_l(t)-\vec{r}_j(t')\right|\right\}}{\left|\vec{r}_l(t)-\vec{r}_j(t')\right|}\times \tag{6}$$
$$\times\cos\omega(t-t')\left\{\vec{v}_l(t)\vec{v}_j(t')-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\right\}.$$

Закон руху $l$-ої зарядженої матеріальної точки визначається з рівнянь руху:

$$\frac{d\vec{p}_l}{dt}=q_l\vec{E}+\frac{q_l}{c}[\vec{v}_l\times\vec{B}]\,, \tag{7}$$

$$\vec{p}_l=\frac{m_l\vec{v}_l}{\sqrt{1-v_l^2/c^2}}\,, \tag{8}$$

де $q_l$, $m_l$, $\vec{v}_l$ і $\vec{p}_l$ – відповідно заряд, маса спокою, швидкість та релятивістський імпульс $l$-ої частинки.

Співвідношення (1) і (6) дають можливість досліджувати спектр випромінювання гетерогенної системи заряджених частинок у непоглинаючому ізотропному середовищі, а прирівнюючи у цих виразах $\mu(\omega)=1$, $n(\omega)=1$, – також у вакуумі.

Для гомогенних систем заряджених частинок у випадку коли тотожні невзаємодіючі заряджені частинки ($q_l=q=Ze$) рухаються вздовж однієї траєкторії одна за іншою

$$\vec{r}_l(t)=\vec{r}_p(t+\Delta t_l), \qquad \vec{v}_l(t)=\vec{v}(t+\Delta t_l), \quad (9)$$

використовуючи вираз миттєвої потужності (6), за допомогою (1) знаходимо спектральний розподіл середньої потужності випромінювання системи $N$ тотожних заряджених частинок:

$$\overline{P}^{rad}=\frac{Z^2e^2}{\pi c^2}\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T}dt\int_{-\infty}^{\infty}dt'\int_{0}^{\infty}d\omega\omega\mu(\omega)\times$$

$$\times S_N(\omega)\frac{\sin\left\{\frac{n(\omega)}{c}\omega\left|\vec{r}_p(t)-\vec{r}_p(t')\right|\right\}}{\left|\vec{r}_p(t)-\vec{r}_p(t')\right|}\times \quad (10)$$

$$\times\cos\omega(t-t')\left\{\vec{v}(t)\vec{v}(t')-\frac{c^2}{n^2(\omega)}\right\},$$

де фактор когерентності $S_N(\omega)$ визначається виразом

$$S_N(\omega)=\sum_{l,j=1}^{N}\cos\left\{\omega\left(\Delta t_l-\Delta t_j\right)\right\}. \quad (11)$$

Необхідно підкреслити, що співвідношення (9) визначають відповідно закон руху та швидкість $l$-ої зарядженої частинки у залежності від її розташування на траєкторії.

Якщо ж часовий розподіл невзаємодіючих тотожних заряджених частинок, що рухаються одна за іншою вздовж траєкторії, визначається виразом

$$\Delta t_l=l\cdot\Delta t, \quad (12)$$

то із співвідношення (11) знаходимо вираз для фактора когерентності [2, 4-5]:

$$S_N(\omega)=\frac{\sin^2\left(\frac{N\Delta t}{2}\omega\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta t}{2}\omega\right)}. \quad (13)$$

Фактор когерентності (13) визначає перерозподіл енергії у спектрі випромінювання заряджених частинок.

Часовий інтервал $\Delta t$ між двома сусідніми частинками:

$$\Delta t=2\pi/\omega_{coh} \quad (14)$$

визначає частоти $\omega_{coh}$, $2\omega_{coh}$, ... на яких можливе когерентне випромінювання, у випадку коли на цих частотах існує випромінювання окремої частинки. На частоті $\omega_{coh}$ і кратних їй $S_N(\omega)$ приймає вигляд:

$$S_N(s\omega_{coh})=N^2, \quad s=1, 2, 3,... \quad (15)$$

Співвідношення для середньої потужності випромінювання (10) при $q=e$ переходить у вираз для потужності випромінювання системи електронів [4].

Отримані результати мають теоретичне значення для класичної теорії випромінювання та знаходять практичне застосування в області субміліметрових хвиль, фізики плазми та астрофізики.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ


1. *Константинович А.В.* Спектр випромінювання заряджених частинок, які рухаються в ізотропному ідеальному феродіелектрику // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 29: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.21-25.
2. *Константинович А.В.* Класична теорія випромінювання електрона. І. Потужність випромінювання системи електронів, які рухаються вздовж довільної траєкторії в ізотропному ідеальному феродіелектрику // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 32: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.3-7.
3. *Константинович А.В., Мельничук С.В., Константинович І.А., Жаркой В.П.* Особливості спектру випромінювання системи електронів, які рухаються в ізотропному феродіелектрику // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 32: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.8-12.
4. *Константинович А.В.* Класична теорія випромінювання електрона. ІІ. Миттєва потужність випромінювання системи електронів, що рухаються вздовж довільної траєкторії у непоглинаючому ізотропному середовищі // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 40: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.14-15.
5. *Константинович І.А.* Потужність випромінювання системи електронів, що рухаються з постійною швидкістю у непоглинаючому ізотропному середовищі // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 40: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.20-21.
6. *Dirac P.A.M.* Classical Theory of Radiating Electrons // Proc. Roy. Soc., ser.A. - 1938. - **167**, - P.148-169.