

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿՐՈՐ ԲՆՍՏՐՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ- 273(66)-77

ՏՈՒ ԿԳ Օ ԳՈՅՕ

Լ.Ա.ԴԵՎՈՐԿՅԱՆ, Ն.Ա.ԿՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

ՊԵՏՏՐՈՆԱԿԱՆ ՕՆԴՍԿՐՈՆՈՒՄ ԻՆԿՐՈՒՄ ԵՆ  
ԴԻՍՔԵՐԿԻՐՈՒՄՔ ԿՐԵԴԵ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФИ- 273(66)-77

Л.А.ГЕВОРГЯН, Н.А.КОРХМАЗЯН

ЖЕСТКОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В  
ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Ереван 1977

© Ереванский физический институт, 1977

**EPM-273(66)-77**

**L.A. GEVORGYAN, N.A. KORKHMAZYAN**

**HARD UNDULATOR RADIATION IN A  
DISPERSIVE MEDIUM**

The undulator radiation was investigated in dispersive media. A novel physical effect, the narrowing of the radiation spectrum in hard frequency range, was obtained under definite relations between the undulator frequency, the plasma frequency of the medium and the Lorentz-factor of the particle.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

ЕФИ- 273(66)-77

УДК. 53:001.1

Л.А.ГЕВОРГЯН, Н.А.КОРХМАЗЯН

ЖЕСТКОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В  
ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Исследовано ондуляторное излучение в диспергирующих средах. Получен новый физический эффект - сужение спектра излучения в жесткой области частот при определенном соотношении между частотой ондулятора, плазменной частотой среды и лоренц-фактором частицы.

Ереванский физический институт

Ереван 1977

ЕФИ- 273(66)-77

УДК. 53:001.1

Л.А.ГЕВОРГЯН, Н.А.КОРХМАЗЯН

ЖЕСТКОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В  
ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Исследовано ондуляторное излучение в диспергирующих средах. Получен новый физический эффект - сужение спектра излучения в жесткой области частот при определенном соотношении между частотой ондулятора, плазменной частотой среды и лоренц-фактором частицы.

Ереванский физический институт

Ереван 1977

EΦM-273(66)-77

L.A. GEVORGYAN, N.A. KORKHEAZYAN

HARD UNDUULATOR RADIATION IN A  
DISPERSIVE MEDIUM

The undulator radiation was investigated in dispersive media. A novel physical effect, the narrowing of the radiation spectrum in hard frequency range, was obtained under definite relations between the undulator frequency, the plasma frequency of the medium and the Lorentz-factor of the particle.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

Излучение релятивистских электронов в ондуляторах интересно с точки зрения получения интенсивных монохроматических и остро направленных рентгеновских пучков, генерации субмиллиметровых радиоволн и детектирования одиночных элементарных частиц высоких энергий.

Вопросу генерации субмиллиметровых радиоволн посвящены работы [1,2], генерации рентгеновского излучения - работы [3,5], детектированию частиц - [6,7]. В работах [6,8,9] исследуется влияние среды на ондуляторное излучение. Однако эти исследования относятся к той области частот, где дисперсией можно пренебречь.

В настоящей работе исследуется жесткое ондуляторное излучение в диспергирующих средах.

#### 1. Ондуляторное излучение при наличии среды

Пусть заряженная частица движется в однородной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon(\omega)$  по траектории

$$\vec{r}(t) = \{ x_0 \sin \Omega_0 t, 0, \beta c t \} \quad (1)$$

для спектрального распределения интенсивности излучения в единицы пути пробега аналогично [3] получим

$$\frac{dW}{d\zeta d\Omega dz} = \frac{e^2 \Omega_0^2 \zeta}{2\pi \beta^2 \epsilon c^2} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} [\beta^2 \epsilon \sin^2 \theta + 2\beta \sqrt{\epsilon} \cos \theta \cdot \frac{p}{\zeta} - (1 - \frac{1}{\sin^2 \theta \cos^2 \gamma}) \cdot \frac{p^2}{\zeta^2}] \cdot J_p^2(\alpha \zeta \cos \gamma) \cdot \delta(\cos \theta - \frac{\zeta + p}{\beta \sqrt{\epsilon} \zeta}), \quad (1)$$

$$\alpha = \sqrt{\epsilon} \frac{\zeta_0}{\gamma} \sin \theta, \quad \zeta_0 = \frac{\Omega_0 x_0 \gamma}{c} = \frac{e H_0 \ell}{2\pi m c^2} \approx \frac{m_e}{m} \cdot 10^{-4} \cdot H_0 \ell,$$

$$\zeta = \frac{\omega}{\Omega_0}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

где  $H_0$  - амплитуда магнитного поля,  $\ell = \frac{2\pi \beta c}{\Omega_0}$ ,  $m_e$  - масса электрона,  $m$  - масса частицы,  $J_p(x)$  - бesselевые функции, а  $\delta(x)$  - функция Дирака.

Нетрудно убедиться, что при малых значениях параметра  $\alpha \zeta$  с точностью до малых  $(\alpha \zeta)^2/2$  можно ограничиться первыми членами разложения бesselевых функций и гармониками  $p=0, \pm 1$ .

Проинтегрировав по углам выражение (2), для частотного распределения излучения получим

$$\frac{dW}{d\zeta dz} = \frac{e^2 \Omega_0^2 \zeta}{\beta^2 \epsilon c^2} \sum_{p=-1}^1 \left( \frac{\zeta_0}{2\sqrt{\epsilon} \beta \gamma} \right)^{2|p|} [(\beta^2 \epsilon - 1) \zeta^2 - p(2\zeta + p)]^{|p|-1} \cdot \{ [(\beta^2 \epsilon - 1) \zeta - p]^2 + p^2 \beta^2 \epsilon \}, \quad (3)$$

где излучаемые частоты удовлетворяют условию

$$1 - \beta \sqrt{\epsilon} \leq -\frac{p}{\zeta} \leq 1 + \beta \sqrt{\epsilon}. \quad (4)$$

2. Ондюляторное излучение при условии  $\beta^2 \epsilon \leq 1$

В данном случае, как видно из (4), излучаются гармоники с номерами  $P < 0$ . Вместо (3) для  $P = -1$  имеем

$$\frac{dW}{d\zeta dz} = \frac{1}{2\beta^2 \epsilon} \left( \frac{e \Omega_0 z_0}{2\beta c \gamma} \right)^2 \zeta \cdot \left\{ [(\beta^2 \epsilon - 1)\zeta + 1]^2 + \beta^2 \epsilon \right\} \\ (1 + \beta \sqrt{\epsilon(\zeta)})^{-1} \leq \zeta \leq (1 - \beta \sqrt{\epsilon(\zeta)})^{-1}. \quad (5)$$

Рассмотрим область больших частот, когда диэлектрическая проницаемость представляется в виде

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\gamma_0^2}{\zeta^2}, \quad (6)$$

где  $\zeta \gg \gamma_0$ ,  $\gamma_0 = \frac{\omega_0}{\Omega_0}$ .

Решение неравенства (5) дает

$$\max \left\{ (1 - \beta), \frac{1 + \beta}{2} (1 - \delta) \right\} \leq x \leq \frac{1 + \beta}{2} (1 + \delta) \quad (7)$$

$$x = \zeta \gamma^{-2}, \quad \delta = \left( 1 - \frac{2\zeta^2}{\beta(1 + \beta)} \right)^{1/2}, \quad \zeta = \beta \frac{\gamma_0}{\gamma},$$

где  $x \gg \zeta / \beta \gamma$  согласно условию (6).

При  $\zeta < 2\beta / (1 + \beta) \gamma$  нижняя граница  $x$  в (7) есть  $(1 - \beta)$ . Следовательно, вышеуказанное ограничение на  $x$  дает

$$\zeta^2 \ll \beta^2 / (1 + \beta)^2 \gamma^2 \quad \text{или} \quad (\omega_0 / \Omega_0)^2 \ll (1 + \beta)^{-2} \quad (8)$$

При этом с точностью до малых порядка  $(\omega_0 / \Omega_0)^2$  формула (5)

совпадает с соответствующей формулой для случая вакуума.

Если же нижней границей в неравенстве (7) является второй член, то имеем условие

$$\gamma^{-1} \ll z < \sqrt{\beta(1+\beta)}/z, \quad (9)$$

что выполняется лишь для релятивистских частиц. В этом случае излучение имеет место в интервале частот

$$1 - \delta \leq x \leq 1 + \delta, \quad (10)$$

который при  $\delta \rightarrow 0$  сужается и, что весьма существенно, спектр становится все более монохроматическим.

Пусть  $\gamma_0$  есть корень уравнения  $\delta(\gamma) = 0$ . Тогда для частиц с лоренц-фактором  $\gamma \leq \gamma_0$  излучение в жесткой области отсутствует, а при  $0 < \Delta\gamma = \gamma - \gamma_0 \ll \gamma_0$  излучаются кванты с частотой  $\Omega_0 \gamma_0^2 = \omega_0 \gamma_0$  и разбросом  $\Delta\omega/\omega = \delta = \sqrt{2\Delta\gamma/\gamma_0}$ . Этот частотный разброс в свою очередь приводит к угловому разбросу  $\Delta\theta = \delta/\gamma_0$  вокруг направления  $\theta = 0$ .

Точность, при которой получена формула (3), в рассматриваемом случае принимает следующий вид  $(\alpha z)^2/2 = (z_0 \delta)^2/2 = z_0^2 \Delta\gamma/\gamma_0$ . Следовательно, пренебрегая, где это возможно, в  $\mathcal{E} \approx 1 - \gamma_0^{-2}$  вторым членом, для частотного распределения числа квантов с единицы пути пробега, с точностью до малых

$\max\{z_0^2 \Delta\gamma/\gamma_0, \gamma_0^{-2}\}$ , вместо (5) имеем.

$$\frac{dN}{dx dz} = \frac{\Omega_0 z_0^2}{137.8c} \left[ \left( x + \frac{z^2}{x} - 1 \right)^2 + 1 \right], \quad z = \frac{\omega_0}{\Omega_0 \gamma}. \quad (II)$$

При малых  $\delta$ , с точностью до  $\delta^2$  для числа квантов с пути пробега  $L$  имеем

$$N = \frac{\pi z_0^2}{137} \cdot \frac{L}{\ell} \cdot \delta, \quad (12)$$

где  $\ell$  - пространственный период ондулятора.

Эффект сужения спектра в жесткой области частот объясняется следующим образом: движущийся осциллятор в сопутствующей системе излучает волны с частотой  $\Omega_0 \gamma$ , что из-за эффекта Доплера в лабораторной системе воспринимается как непрерывный спектр в интервале (10). Ширина этого интервала, кроме параметров  $\Omega_0$ ,  $\gamma$  зависит также от характеристики среды  $\omega_0$  и при  $\gamma \rightarrow \gamma_0$  она стремится к нулю. Меняя параметры  $\omega_0$ ,  $\Omega_0$ , можно добиться исчезновения или появления жесткого излучения и определить пороговое значение  $\gamma = \gamma_0$  с точностью  $\Delta\gamma/\gamma_0$ .

Рассмотрим пример:  $\ell = 2$  см,  $L = 64$  см,  $H = 10^4$  эв,  $\delta = 5 \cdot 10^{-2}$ . По формуле (12) получим, что  $N = 0,15$  квантов с энергиями  $\hbar\omega_0^2/\Omega_0$  при наличии среды с плазменной частотой  $\omega_0 = \gamma\Omega_0$ . Если же  $L = 3,2$  м и  $H = 4 \cdot 10^4$  эв то электрон излучает около 12 квантов.

Как видно из (12) и (2), интенсивность излучения квадратично зависит от массы покоя частицы. Это обстоятельство может быть использовано для идентификации частиц высоких энергий. Кроме того, можно надеяться, что обнаруженный эффект сужения

спектра жесткого синхротронного излучения даст возможность с помощью электронных пучков получить интенсивный монохроматический и остро направленный пучок рентгеновских и гамма-квантов. Это излучение может быть использовано также для определения характеристик электронного пучка -  $\gamma$  ,  $\Delta\gamma/\gamma$  .

Если  $\Omega_0$  имеет некоторый разброс  $\Delta\Omega$  , а ондулятор конечный, то ширина получаемой спектральной линии определится по формуле

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \max \left\{ \frac{L}{\ell} , \sqrt{2 \left( \frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} + \frac{\Delta\Omega}{\Omega_0} \right)} \right\} , \quad (13)$$

где  $L$  - длина ондулятора.

ЕФН- 273(66)-77

УДК. 53:001.1

Л.А.ГЕВОРГЯН, Н.А.КОРХМАЗЯН

ЖЕСТКОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В  
ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Исследовано ондуляторное излучение в диспергирующих средах. Получен новый физический эффект - сужение спектра излучения в жесткой области частот при определенном соотношении между частотой ондулятора, плазменной частотой среды и лоренц-фактором частицы.

Ереванский физический институт

Ереван 1977

ЕФМ-273(66)-77

L.A. GEVORGYAN, N.A. KORKHAYAN

HARD UNDULATOR RADIATION IN A  
DISPERSIVE MEDIUM

The undulator radiation was investigated in dispersive media. A novel physical effect, the narrowing of the radiation spectrum in hard frequency range, was obtained under definite relations between the undulator frequency, the plasma frequency of the medium and the Lorentz-factor of the particle.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л.Гинзбург. Изв. АН СССР, сер.физич., 11, 166, 1947.
2. A. Lotz, J. Appl. Phys., 22, 527, 1957.
3. Н.А.Корхмазян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 5, 418, 1970;  
7, 114, 1972; 8, 405, 1973.
4. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 45, 2126, 1975;  
46, 2392, 1976.
5. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТ, 63, 2121, 1972.
6. В.Л.Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, 16, 501, 1972.
7. Н.А.Корхмазян, С.С.Элбакян. ДАН СССР, 203, 791, 1972.
8. В.Л.Гинзбург, В.Я.Эйдман. ЖЭТФ, 36, 1823, 1959.
9. Б.В.Хачатрян. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 6, 904, 1963.

Рукопись поступила 26-го сентября 1977 г.



Редактор Л.П.Мукаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ II89

ВФ- 03426

Тираж299

Подписано к печати 30/ХП-77г.

Формат издания 30 х 40

0,7 уч.изд. л. Ц. 5 к.

---

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2 П

ИНДЕКС 3624