1988 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 58, в. 3
1988 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 58, № 3

УДК 538.561

О ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е. Г. Бессонов

Развивается теория пространственно-временной когерентности ондуляторного излучения с учетом углового и энергетического разброса в пучке частиц. Приводится обобщение теоремы Ван-Цитерта—Цернике, необходимое для расчета источников ондуляторного излучения.

В работе [1] исследованы пространственно-временные когерентные свойства синхротронного излучения (СИ). Показано, что мощность когерентного излучения электронов в современных накопителях электронов значительно превышает мощность когерентного излучения рентгеновских трубок, а это обстоятельство открывает новые перспективы в рентгеновской голографии микрообъектов. Обращено внимание на возможность дополнительного увеличения мощности когерентного излучения электронов в накопителях путем введения в их прямолинейные промежутки ондуляторов и последующего перехода от СИ к ондуляторному излучению (ОИ). Отмечена также полезность диафрагмирования излучения источников когерентного излучения. В работе [2] развивалась теория пространственно-временной когерентности ОИ для случая пучков, обладающих малым угловым и энергетическим разбросом. Подчеркивалось, что в отличие от других нелазерных источников излучения источники ОИ при достаточно большом числе периодов ондулятора не требуют предварительной монохроматизации излучения, так как ОИ, испускаемое каждой частицей, обладает достаточно большой длиной когерентности. В работе [3] обсуждались основные когерентные свойства и возможные направления использования рентгеновского ОИ. В настоящей работе развивается теория пространственно-временной когерентности ОИ.

1. Основные соотношения теории ондуляторного излучения

На больших расстояниях вектор электрического поля $\mathbf{E}(t)$ волны, испущенной частицей в ондуляторе, отличен от нуля на отрезке времени $t_н \leqslant t \leqslant t_н + KT$ и на этом отрезке является периодической функцией времени с периодом $T = T'(1-\mathbf{n}\bar{\beta})$, где $t_н = t'_н + R(t'_н)/c$ — запаздывающий момент времени, соответствующий моменту $t'_н$ вхождения частицы в ондулятор; K — число периодов ондулятора; $R(t'_н)$ — расстояние от частицы до точки наблюдения в момент $t'_н$; $\bar{\beta} = \bar{\mathbf{v}}/c$; T' и $\bar{\mathbf{v}}$ — период колебаний и средняя скорость частицы в ондуляторе; $\mathbf{n}$ — единичный вектор, направленный от частицы в точку наблюдения. В общем случае он является ангармонической функцией времени и поэтому состоит из набора волн основной частоты $\omega_1 = 2\pi/T$ и кратных ей частот (гармоник)

$$\omega_n = n\omega_1 = n\Omega/(1-\mathbf{n}\bar{\beta}), \tag{1}$$

где $\Omega = 2\pi/T'$ — частота колебаний частицы в ондуляторе, $n = 1, 2, 3 \ldots$ Используя метод разложения функций в ряд Фурье, представим вектор

$$\mathbf{E}|t| = f|\tau|\mathbf{E}_\infty|t|$$

в виде

$$\mathbf{E}\,|\,\tau\,|\,f(\tau)\sum_{n=-\infty}^{\infty}\mathbf{E}_n e^{-in\omega_1 t}, \tag{2}$$

где $\mathbf{E}_\infty(t)$ — периодическая на интервале $(-\infty, \infty)$ функция времени; $f(\tau)=1$ при $0 \leqslant \tau \leqslant KT$ и $f(\tau)=0$ при $\tau<0$ или $\tau>KT$; $\tau=t-t_{\text{н}}$,

$$\mathbf{E}_n=\frac{1}{T}\int_0^T \mathbf{E}_\infty\,|\,t\,|\,e^{i\omega_n t}dt.$$

Фурье-образ

$$\mathbf{E}_\omega=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\mathbf{E}\,|\,t\,|\,e^{i\omega t}dt$$

вектора $\mathbf{E}(t)$ можно представить в виде

$$\mathbf{E}_\omega=\frac{K}{\omega_1}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\mathbf{E}_n \operatorname{sinc}\sigma_n e^{i\varphi}. \tag{3}$$

где

$$\operatorname{sinc}\sigma_n=\frac{\sin\sigma_n}{\sigma_n},\qquad \sigma_n=\frac{\pi nK(\omega-\omega_n)}{\omega_n},$$

$\varphi=\omega t'_{\text{н}}+\sigma_n-\mathbf{kr}_{\text{н}}$, $\mathbf{k}=\mathbf{n}\omega/c$, $r_{\text{н}}=\mathbf{r}(t_{\text{н}})$, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор частицы [4]. При выводе (3) учтены соотношения

$$\sin\frac{\pi nK\omega}{\omega_1}=(-1)^{nK}\sin\frac{\pi nK(\omega-\omega_n)}{\omega_u},\quad e^{\frac{i\pi K\omega}{\omega_1}}=(-1)^{nK}e^{\frac{i\pi nK(\omega-\omega_n)}{\omega_n}}.$$

Входящий в (2), (3) коэффициент $\mathbf{E}_n$ можно выразить через параметры траектории частицы

$$\mathbf{E}_n=\frac{ie\omega_n^2}{cR_0 n\Omega}[\mathbf{n}[\mathbf{n}\mathbf{e}_n]], \tag{4}$$

где

$$\mathbf{e}_n=\frac{1}{T'}\int_0^{T'}\beta(t'_{\text{н}}+\tau')\exp\{i[\omega_n\tau'-\mathbf{kr}(t'_{\text{н}}+\tau')]\}\,d\tau',$$

$\mathbf{r}(t'_{\text{н}}+\tau')$ и $c\beta(t'_{\text{н}}+\tau')$ — радиус-вектор и скорость частицы, $\tau'=t'-t'_{\text{н}}$ [4].

2. К теории пространственно-временнóй когерентности ондуляторного излучения

Аналитический сигнал

$$\mathbf{V}(\mathbf{n},\ t)=2\int_0^\infty \mathbf{E}_\omega(\mathbf{n})\exp(-i\omega t)\,d\omega,$$

описывающий пространственно-временные когерентные свойства ОИ, испускаемого частицей j, согласно (3), определяется выражением

$$\mathbf{V}^j(\mathbf{n},\ t)=2f(\tau^j)\sum_{n=1}^{\infty}\mathbf{E}_n(\mathbf{n})\,e^{-in\omega_1^j t^j}. \tag{5}$$

В случае спонтанного ОИ, испускаемого пучком частиц, аналитический сигнал

$$\mathbf{V}(\mathbf{n},\ t)=\sum_{j=1}^{N}\mathbf{V}^j(n,\ t^j), \tag{6}$$

где N — число частиц в пучке. Как и следовало ожидать, вектор напряженности электрического поля волны ИО

$$\mathbf{E}(\mathbf{n},\ t) = \frac{1}{2}[\mathbf{V}(\mathbf{n},\ t) + \mathbf{V}^*(\mathbf{n},\ t)].$$

Функцию взаимной когерентности

$$\Gamma_{lk}(\mathbf{n}_l,\ \mathbf{n}_k,\ x) = \lim \frac{1}{2\bar{T}} \int_{-\bar{T}}^{\bar{T}} \mathbf{V}_l(\mathbf{n}_l,\ t+x)\, \mathbf{V}_k^*(\mathbf{n}_k,\ t)\, dt$$

и комплексный фактор когерентности

$$\gamma_{lk}(\mathbf{n}_l,\ \mathbf{n}_k,\ x) = \Gamma_{lk}(x)/\sqrt{\Gamma_{11}(0)\,\Gamma_{22}(0)}$$

спонтанного некогерентного ОИ (фазы электромагнитных волн излучения частиц случайны, нескоррелированы между собой) можно представить в виде

$$\Gamma_{lk}(x) = \frac{\pi n K}{\omega_n \bar{T}} \sum_{j=1}^{N} \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{E}_n^j(\mathbf{n}_l)\, \mathbf{E}_n^{j*}(\mathbf{n}_k) \sin c\, \sigma_{nx}^j e^{i\left[\sigma_{nx}^j (\mathbf{k}_l - \mathbf{k}_k)\, \mathbf{r}_n^j\right]},$$

$$\gamma_{12}(x) = \frac{\sum\limits_{j=1}^{N} \sum\limits_{n=1}^{\infty} \mathbf{E}_n^j(\mathbf{n}_1)\, \mathbf{E}_n^{j*}(\mathbf{n}_2) \sin c\, \sigma_{nx}^j e^{i\left[\sigma_{nx}^j - (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)\mathbf{r}_n^j\right]}}{\sqrt{\sum\limits_{j=1}^{N} \sum\limits_{n=1}^{\infty} |\mathbf{E}_n^j(\mathbf{n}_1)|^2 \sum\limits_{j=1}^{N} \sum\limits_{n=1}^{\infty} |\mathbf{E}_n^j(\mathbf{n}_2)|^2}}, \qquad (7)$$

где индексами $l = 1, 2$ и $k = 1, 2$ обозначаются направления $\mathbf{n}_1$, $\mathbf{n}_2$ распространения волны ОИ,

$$\sigma_{nx}^j = \begin{cases} \pi n K \dfrac{\omega_n^j(\mathbf{n}_1) - \omega_n^j(\mathbf{n}_2)}{\omega_n^j(\mathbf{n}_1)} \left(1 - \dfrac{|x|}{KT}\right), & |x| \leqslant KT, \\ \pi & |x| > KT, \end{cases}$$

$T \simeq T_1 \simeq T_2$, $T_l = T(\mathbf{n}_l)$.

Если выполняется первое условие малости углового и энергетического разброса частиц пучка

$$\Delta\theta_n \ll \frac{1}{\gamma}, \quad \frac{\Delta\gamma_n}{\gamma} \ll 1, \qquad (8)$$

где $\gamma = \varepsilon/mc^2$ — релятивистский фактор частицы, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = |\boldsymbol{\beta}|$, то в этом случае векторы $\mathbf{E}_n^j(\mathbf{n})$ одинаковы для всех частиц пучка j

$$\mathbf{E}_n^p(\mathbf{n}_{1,2}) \simeq \mathbf{E}_n^g(\mathbf{n}_{1,2}).$$

Кроме того, если угол между направлениями $\mathbf{n}_1$ и $\mathbf{n}_2$ мал

$$\theta_{12} \simeq |\mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1| \leqslant \frac{1}{\gamma}, \qquad (9)$$

то в этом случае вектор $\mathbf{E}_n(\mathbf{n}_2) \simeq \mathbf{E}_n(\mathbf{n}_1)$. Таким образом, при выполнении условий (8) и (9) выражения (7) можно привести к виду

$$\Gamma_{lk} = \frac{\pi n K N\, |\mathbf{E}_n(\mathbf{n}_1)|^2}{\omega_n \bar{T}}\, s_n(\mathbf{n}_l,\ \mathbf{n}_k),$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{\sum\limits_{n=1}^{\infty} \dfrac{\partial \varepsilon_n}{\partial o}\, s_n(\mathbf{n}_1,\ \mathbf{n}_2)}{\sum\limits_{n=1}^{\infty} \dfrac{\partial \varepsilon_n}{\partial o}}, \qquad (10)$$

где

$$s_n = \iint \Phi_{nx} \exp[-i(\mathbf{k}_e - \mathbf{k}_k)]\,\mathbf{r}_{\perp н}]d\mathbf{r}_{\perp н}, \quad \Phi_{nx} = \iint\limits_{-\infty}^{\infty}\int \rho \sin c\, \sigma_{nx} \exp(i\sigma_{nx})\, d\mathbf{p}_н.$$

При выводе (10) мы ввели функцию распределения частиц $N\rho(\mathbf{r}_{\perp н}, \mathbf{p}_н)$ в фазовом пространстве начальных поперечных координат $\mathbf{r}_{\perp н}$ и импульсов $\mathbf{p}_н$, задались нормировкой $\int\limits_{-\infty}^{\infty} \rho d\mathbf{r}_{\perp н} d\mathbf{p}_н = 1$ и перешли в (7) от суммирования к интегрированию. Величину Φ_{nx} можно вычислить методом введения параметра [4, 5] или эквивалентным для данного случая методом Фурье [6]

$$\Phi_{nx} = \int\limits_0^1 \frac{\partial \Phi_{nx\xi}}{\partial \xi}\, d\xi, \tag{11}$$

где

$$\frac{\partial \Phi_{nx\xi}}{\partial \xi} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \cdots \int \rho(\mathbf{r}_{\perp н}, \ \mathbf{p}_н) \exp(2i\xi\sigma_{nk})\, d\mathbf{p}_н.$$

В классической схеме голографии предполагается использование источников, дающих квазимонохроматическое пространственно-когерентное излучение. Применительно к источникам ОИ это означает, что из всего ОИ следует использовать излучение на какой-либо одной из его гармоник n или, в случае когда эффективно испускается много близко расположенных гармоник, излучение, испускаемое на нескольких соседних гармониках с большими номерами $n \gg 1$. Для этого можно, например, использовать ОИ, испускаемое вдоль оси ондулятора на одной гармонике $n=1$ в ондуляторах с винтовым или специального вида линейно-поляризованным магнитным полем [7]. Можно также с помощью монохроматора выделить одну или несколько гармоник ОИ. В дальнейшем мы будем полагать, что в ОИ присутствует только одна гармоника n. В этом случае комплексный фактор когерентности

$$\gamma_{12} = s_n(\mathbf{n}_1, \ \mathbf{n}_2). \tag{12}$$

Из (12) следует, что величина γ_{12} максимальна в том случае, когда выполняется второе условие малости углового и энергетического разброса пучка частиц

$$\Delta\theta \ll \frac{1}{\gamma\sqrt{nK}}, \qquad \frac{\Delta\gamma_н}{\gamma} \ll \frac{1}{2\pi n K}, \tag{13}$$

а излучение наблюдается в направлениях $\mathbf{n}_2$, близких к $\mathbf{n}_1$, — направлениях, для которых, с другой стороны, $\sigma_{nx}^j(\mathbf{n}_1, \ \mathbf{n}_2) \ll 1$, $\operatorname{sinc} \sigma_{nx} \ll 1$, а с другой — $(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)\,\mathbf{r}_н \lesssim \pi$. Если выполняется условие (13), а направление $\mathbf{n}_1$ совпадает с направлением оси ондулятора, то отсюда следует, что величина $\gamma_{12}|_{r=0} \simeq 1$ в диапазоне углов

$$\theta_{12}^{\text{пр. ког}} \lesssim \min\{\theta_1^{\text{пр. ког}}, \ \theta_2^{\text{пр. ког}}\}, \tag{14}$$

где

$$\theta_1^{\text{пр. ког}} = \frac{1}{\gamma\sqrt{nK}}, \quad \theta_2^{\text{пр. ког}} = \frac{\lambda_n}{2r_н}, \quad \lambda_n = \frac{2\pi c}{\omega_n},$$

$r_н$ — эффективный радиус пучка. В этом диапазоне углов сосредоточена основная часть энергии пространственно-когерентного ОИ. При $nK \gg 1$ он существенно меньше введенного выше диапазона углов (9), что подтверждает законность его введения.

Из (12) следует, что в случае $\theta_2^{\text{пр. ког}} < \theta_1^{\text{пр. ког}}$ работает часть пучка частиц источника ОИ, ограниченная характерным радиусом

$$r_{нс} = \frac{\lambda_n}{\theta_2^{\text{пр. ког}}} = \lambda_n \gamma \sqrt{nK}. \tag{15}$$

В этом случае полезно диафрагмирование источника [1].

При выполнении условия (13) величина $\gamma_{12}(x) \sim 1$ для $|x| \lesssim |x|^{\text{ког}} = KT/2$. В этом случае длина когерентности ОИ не зависит от номера гармоники n и равна

$$l^{\text{ког}} = 2c\,|x|^{\text{ког}} = nK\lambda_n. \tag{16}$$

Заметим, что ОИ неизотропно, а частота ОИ, испускаемого частицей, зависит от направления $\mathbf{n}$. Поэтому под интегралом, определяющим комплексный фактор когерентности γ_{12}, появляется величина $\Delta_{n\tau} \exp(i\sigma_{n,x}) \leq 1$. Отсюда следует, что зависимость γ_{12}, определяемая выражением (12), отлична от соответствующей зависимости, вытекающей из теоремы Ван-Циттерта—Цернике для квазимонохроматических источников [8].

Выше мы исследовали пространственно-временные когерентные свойства источников спонтанного некогерентного ОИ. В случае источников спонтанного когерентного и индуцированного ОИ (ЛСЭ) практически все излучение является пространственно-когерентным, а длина когерентности

$$l^{\text{ког}} \simeq c\Delta t, \tag{17}$$

где Δt — длительность сгустка (банча) пучка частиц (в случае радиочастотных линейных и циклических ускорителей, микротронов, накопителей) или длительность импульса тока пучка частиц (в случае электростатических и индукционных линейных ускорителей).

3. Мощность пространственно-когерентного излучения источников ондуляторного излучения

Энергию пространственно-когерентного квазимонохроматического излучения, испущенного пучком частиц в направлении $\mathbf{n}_1$ в узкий интервал частот $|\Delta\omega| \ll \bar{\omega}$ относительно некоторой средней частоты $\bar{\omega}$, можно представить в виде

$$\varepsilon^{\text{пр. ког}}(\bar{\omega}) = S\frac{\partial\varepsilon}{\partial o}\,|\,\gamma_{12}(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, o)\,|^2\,do, \tag{18}$$

где величина

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial o} = \int_0^\infty \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\omega\,\partial o}\,d\omega$$

— угловое распределение излучения. Интегрирование в (18) ведется по углам, задаваемым направлением $\mathbf{n}_2$.

В случае пучка большой длительности $\Delta t \gg K\lambda/c$ можно ввести понятие углового распределения интенсивности ОИ

$$\frac{\partial I}{\partial o} = \frac{i}{eN}\frac{\partial\varepsilon}{\partial o}, \tag{19}$$

где $i = eN/\Delta t$ — ток пучка.

Интенсивность пространственно-когерентного ОИ, испускаемого в направлении $\mathbf{n}_1$ на гармонике $\mathbf{n}$ пучком частиц, обладающим малым угловым и энергетическим разбросом (8), согласно (18), (19), (12), можно представить в виде

$$I_n^{\text{пр. ког}} = \frac{\partial I_n}{\partial 0}\bigg|_{\mathbf{n}=\mathbf{n}_1} S_n^2, \tag{20}$$

где

$$\frac{\partial I_n}{\partial o} = \int_0^\infty \frac{\partial^2 I_n}{\partial\omega\,\partial o}\,d\omega = \frac{i}{eN}\frac{\partial\varepsilon_n}{\partial o}$$

— угловое распределение интенсивности спонтанного некогерентного ОИ, испускаемого пучком частиц на гармонике n в направлении $\mathbf{n}_1$,

$$S_n^2 = \int |s_n(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, o)|^2 do.$$

Величину $\partial I_n/\partial o$ для различных законов распределения частиц пучка по углам и энергии, а также для различных ондуляторов можно найти, например, в [5]. Факторы когерентности s_n, S_n, относящиеся к рассматриваемому случаю пространственной когерентности ОИ, совпадают с соответствующими факторами когерентности спонтанного когерентного ОИ, испускаемого пучком частиц, состоящим из $M \gg K$ сгустков малой ($\ll\lambda$) протяженности [4].

Обычно в ускорительной технике параметры пучков характеризуются не импульсным, а угловым и энергетическим разбросом. Поэтому в (10), (20) удобно перейти от начальных импульсов $\mathbf{p}_{\text{н}}$ к умноженным на $\gamma_{\text{н}}$ поперечным углам

$$\vartheta_{x\text{н}} = \theta_{x\text{н}}\gamma_{\text{н}} \simeq p_{x\text{н}}, \quad \vartheta_{z\text{н}} = \theta_{z\text{н}}\gamma_{\text{н}} \simeq p_{z\text{н}}$$

и энергии $\gamma_{\text{н}} \simeq p_{y\text{н}}$. В этом случае

$$d\mathbf{p}_{\text{н}} = d\mathbf{p}_{\perp\text{н}} d\gamma_{\text{н}},$$

где $\mathbf{p}_{\perp\text{н}}$ — поперечная составляющая импульса частицы, $d\mathbf{p}_{\perp\text{н}} = d\vartheta_{x\text{н}} d\vartheta_{z\text{н}}$.

В электронных накопителях пучок описывается гауссовской функцией распределения частиц по координатам и импульсам вида

$$\rho(\mathbf{r}_{\text{н}}, \mathbf{p}_{\text{н}}) = \rho(\mathbf{r}_{\perp\text{н}})\,\rho(\mathbf{p}_{\text{н}}), \tag{21}$$

где

$$\rho(r_{\perp\text{н}}) = \frac{1}{2\pi a_x d_z} e^{-\frac{x_{\text{н}}^2}{2a_x^2} - \frac{z_{\text{н}}^2}{2a_z^2}}, \quad \rho(\mathbf{p}_{\text{н}}) = \rho(\mathbf{p}_{\perp\text{н}})\,\rho(\gamma_{\text{н}}),$$

$$\rho(d_{\perp\text{н}}) = \frac{1}{2\pi d_{px} d_{pz}} e^{-\frac{\vartheta_{x\text{н}}^2}{2a_{px}^2} - \frac{\vartheta_{z\text{н}}^2}{2a_{pz}^2}}, \quad \rho(\gamma_{\text{н}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\, d_\gamma} e^{-\frac{(\gamma_{\text{н}} - \gamma_p)^2}{2a_\gamma^2}},$$

d_x^2, d_y^2, d_{px}^2, d_{pz}^2, d_γ^2 — дисперсии плотности распределения частиц по начальным поперечным координатам, импульсам (углам) и энергии соответственно; γ_p — средняя относительная энергия частиц пучка.

Пример. Электронный пучок накопителя обладает аксиальной симметрией и малым угловым и энергетическим разбросом (13). Соответственно в функции распределения (21) можно положить

$$a_x = a_z = a_r, \quad d\mathbf{r}_{\perp\text{н}} = \sin\varphi\, r_{\text{н}} dr_{\text{н}} d\varphi,$$

$$\rho\, \mathbf{r}_{\perp\text{н}} = \frac{1}{2\pi a_r^2} e^{-\frac{r_{\text{н}}^2}{2a_r^2}}, \quad \rho(\mathbf{p}_{\text{н}}) = \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{\text{н}}),$$

где φ — азимутальный угол; $\mathbf{p}_p$ — средний относительный импульс частицы, параллельный оси ондулятора. В этом случае, согласно (10),

$$s_n(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, x) = \operatorname{sinc}\sigma_{nx}(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, x)\, e^{i\sigma_{nx}(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, x)} e^{-\theta/\theta_c^2}, \tag{22}$$

где $\theta_c = \lambda_n/\pi\sqrt{2}\, ar$; θ — угол между направлениями $\mathbf{n}_2$ и $\mathbf{n}_1$. Если поперечный размер пучка превышает характерную величину (15), т. е. если $a_r \gg a_{\text{нс}}$, то в этом случае $\operatorname{sinc}\sigma_{nx}\exp(i\sigma_{nx}) \simeq 1$ и

$$S_n = \pi\theta_c^2. \tag{23}$$

Величина $dI_n/do|_{n=1}$ в том случае, когда в источнике ОИ используется спиральный ондулятор, равна [5]

$$\frac{dI_1}{do} = \frac{4mc^2 K\Omega\gamma^4}{(1+p_\perp^2)^3} p_\perp^2 \frac{i}{i_A}, \tag{24}$$

где

$$P_{\perp} = H_0/H_c, \quad H_c = 2\pi mc^2/e\lambda_0 \sim 10\ 700 \left(\frac{}{\text{см}}\right) \frac{1}{\lambda_0}, \quad \Omega = 2\pi c/\lambda_0,$$

H_0 и λ_0 — величина и длина периода магнитного поля ондулятора соответственно, $i_A = mc^3/e \simeq 17$ кА.

В частном случае, когда электронный накопитель работает при энергии 5 ГэВ ($\gamma=10^4$), среднем токе пучка $i=1$ А, ускоряет электронный пучок с малым эмиттансом и эффективным радиусом $a_r=10^{-2}$ см, пространственно-когерентное ОИ, генерируемое в спиральном ондуляторе с периодом $\lambda_0=2$ см, числом периодом $K=100$ и величиной магнитного поля $H_0=3800$ Э ($p_{\perp}=1/\sqrt{2}$), будет испускаться на длине волны $\lambda_1=\lambda_0\,(1+p_{\perp}^2)/2\gamma^2 \simeq 1.5\cdot10^{-8}$ см, в телесном угле $\theta_c=3\cdot10^{-7}$ при интенсивности $I_1^{\text{пр.ког}}=3\cdot10^{-2}$ Вт.

Заключение

Для полного использования когерентной части излучения с освещением всего исследуемого предмета размеры предмета $d_{\text{п}}$ должны совпадать с размерами области когерентности $d^{\text{ког}}=R_{\text{п}}\theta_{12}^{\text{пр.ког}}$ в районе нахождения предмета, определяемыми, согласно (14), углом когерентности $\theta_{12}^{\text{пр.ког}}$ и расстоянием $R_{\text{п}}$ от источника или его диафрагмы до предмета. Если угол когерентности $\theta_{12}^{\text{пр.ког}}$ мал, т. е. если $d_{\text{п}} \gg d^{\text{ког}}$, то, не теряя мощности пространственно-когерентного излучения, можно увеличить размер области когерентности $d^{\text{ког}}$, если использовать диафрагму с диаметром отверстия $d_{\text{д}} \simeq R_{\text{п}}\lambda_n/d_{\text{п}}$ (в этом случае $\theta_{12}^{\text{пр.ког}} \simeq \lambda_n/d_{\text{д}} \simeq d_{\text{п}}/R_{\text{п}}$) [1]. Заметим, однако, что источник ОИ обладает достаточно большой продольной протяженностью. Поэтому, если диафрагму устанавливать на расстояниях от ондулятора, сравнимых с его длиной, то электромагнитные волны, испускаемые электронами на их начальных и конечных участках траектории в ондуляторе, будут обрезаться диафрагмой в разной степени. Это приведет к изменению свойств ОИ [9–11] и сокращению его длины когерентности $l^{\text{ког}}$. Данный вопрос требует специального рассмотрения.

Если число периодов ондулятора K невелико, то в этом случае для увеличения длины когерентности ОИ полезно использовать монохроматор, вырезающий из спектра ОИ узкую линию с полушириной $\Delta\lambda/\lambda \ll 1/K$. Величина $\lambda/\Delta\lambda$, как известно, определяет число интерференционных полос, которые требуется зарегистрировать на голограмме для получения желаемого разрешения деталей исследуемого предмета. В этой связи полезно заметить, что величина dI_n/do не зависит от углового и энергетического разброса пучка частиц до тех пор, пока не нарушится условие (8), так как при этом диапазон углов, в который испускается основная часть энергии ОИ, практически не изменяется. При использовании монохроматора величина dI_n/do на выходе этого монохроматора уменьшается при нарушении условия (13), поскольку при этом происходит уширение линии ОИ, испускаемого в заданном направлении, падает величина $\partial^2 I_n/\partial\omega do$, а спектральный интервал частот ОИ, выделяемый монохроматором, остается неизменным.

Интенсивность пространственно-когерентного ОИ, испускаемого пучком частиц, обладающим малым угловым и энергетическим разбросом (13), в ондуляторе, работающем в условиях оптимальной генерации ($H \simeq H_c$), в $\sim K^2$ раз выше интенсивности пространственно-когерентного СИ, испускаемого на длине волны ОИ в интервал длин волн $\Delta\lambda/\lambda \sim 1/K$, так как ширина линии ОИ в $\sim K$ раз меньше, а интенсивность ОИ, испускаемого в единичный телесный угол, в $\sim 2K$ раз выше.

Литература

[1] *Кондратенко А. М., Скринский А. Н.* Опт. и спектр., 1977, т. 42, № 2, с. 338—344.
[2] *Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.* Препринт ФИАН № 234. М., 1978. 12 с.
[3] *Attwood D., Halbach K., Kim K.* Science, 1985, v. 228, N 4705, p. 1265—1272.
[4] *Бессонов Е. Г.* Квант. электр., 1986, т. 13, № 8, с. 1617—1628; Препринт ФИАН № 195. М., 1985. 22 с.

[5] *Бессонов Е. Г.* ЖТФ, 1986, т. 56, № 12, с. 2361—2370; Препринт ФИАН № 105. М., 1985. 14 с.
[6] *Ciocci F., Dattoli G., Reniery A.* Lett. Nuovo Cimento, 1982, v. 34, N 12, p. 341—347.
[7] *Бессонов Е. Г.* Препринт ФИАН № 18. М., 1982. 30 с.
[8] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970.
[9] *Бессонов Е. Г.* ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 3, с. 852—858.
[10] *Бессонов Е. Г.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 7, с. 1368—1371.
[11] *Алексеев В. И., Бессонов Е. Г., Калинин А. В., Красиков В. А.* Препринт ФИАН № 228. М., 1981. 22 с.

Физический институт им. П. М. Лебедева
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
2 июня 1987 г.
В окончательной редакции
3 февраля 1987 г.