

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ОБЪЕМА ПУЧКА НА УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. С. Мазманишвили

Рассмотрено влияние фазового объема электронного пучка на угловое распределение (УР) синхротронного излучения. Показано, что главное влияние на формирование УР оказывают распределение частиц в сгустке по вертикали и распределение по вертикальным бетатронным колебаниям, причем относительный их вклад зависит от расстояния между центром пучка и детектором.

1. Синхротронное излучение (СИ), испускаемое релятивистскими электронами в циклических ускорителях, обладает рядом свойств, позволяющих его применение в широком классе задач [1]. Используемые для расчетов выражения угловых распределений (УР) получены в предположении точности излучающих электронных пучков [2] или с учетом бетатронных колебаний частиц на орбите [3]. В настоящей работе рассмотрено влияние фазового объема пучка на угловое распределение СИ. Получены выражения, описывающие наложение конечных размеров пучка на идеальное УР, которые можно использовать при работе с применением СИ.

2. Пусть $W(\psi)$ — идеальное угловое распределение синхротронного излучения релятивистского электрона [3], имеющего в цилиндрической системе текущие координаты (r, z, φ) и движущегося под углом ξ к медианной плоскости и под углом η к касательной круговой орбиты радиуса R . Введем плотности распределения $\rho(r, z)$ и $\rho(\eta, \varphi, \xi)$, тогда плотность числа фотонов $\langle W(P) \rangle$ с длиной волны λ , регистрируемых детектором, расположенным на расстоянии L по касательной к средней орбите и на высоте P , равна

$$\langle W(P) \rangle = N_0^{-1} \int d\eta \int d\xi \int d\varphi \int r dr \int dz \int d\psi \times \\ \times \rho(\eta, \varphi, \xi) \rho(r, z) \delta(\eta - \eta_0) \delta(\psi - \xi - \theta_p) W(\psi). \quad (1)$$

Здесь N_0 — нормировочный множитель, такой что $\int \langle W(P) \rangle dP = \int W(\varphi) d\varphi$; δ -функции введены с целью геометрически обеспечить вклад испускаемого фотона в $\langle W(P) \rangle$ (рис. 1), а

$$\eta_0 = \arcsin \frac{L \sin \varphi - R \cos \varphi + r}{[(L - r \sin \varphi)^2 + (R - r \cos \varphi)^2]^{1/2}}, \quad (2)$$

$$\theta_p = \arcsin \frac{P - z}{[(L - r \sin \varphi)^2 + (R - r \cos \varphi)^2]^{1/2}}.$$

Таким образом, угловое распределение СИ обусловлено наложением размеров пучка на идеальное УР. Для дисперсии последней имеем (рис. 2)

$$\langle \psi^2 \rangle = \frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где γ — релятивистский фактор; $\alpha \approx 0.6$; λ_c — критическая длина волны, около которой сосредоточен максимум спектральной плотности потока фотонов СИ [2]. Выражения (1) и (2) можно упростить, если учесть малость дисперсий распределений по r и η , $\sigma_\eta \ll 1$ и $(\sigma_r/R) \ll 1$, откуда следует, что интервал фаз $\Delta\varphi$, дающий вклад в (1), также мал — $\Delta\varphi \ll 1$. Тогда, линеаризуя (2) по φ , получим $\eta_0 = \varphi + (R-r)/L$ и $\theta_p = (P-z)/L$, что дает, так же как и в [5], с относительной погрешностью σ_η^2 и $(\sigma_r/R)^2$ факторизацию r , η и φ от остальных подынтегральных переменных, откуда

$$\langle W(P) \rangle = N_0^{-1} \int dz \int d\zeta \rho(z) \rho(\zeta) \int d\psi \delta\left(\psi - \frac{P-z+L\zeta}{L}\right) W(\psi), \quad (4)$$

иными словами, основное влияние на формирование УР оказывают вертикальное распределение $\rho(z)$ и распределение вертикальных коле-

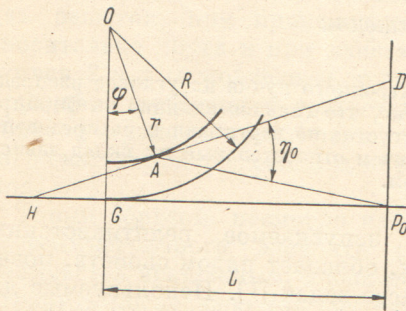


Рис. 1. Геометрическая схема регистрации излучения в медианной плоскости.

A — точка излучения, P_0 — проекция вертикальной оси перемещения детектора на медианную плоскость.

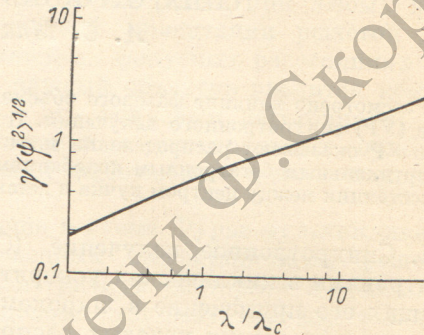


Рис. 2. Зависимость приведенной дисперсии идеального углового распределения СИ $\gamma \langle \psi^2 \rangle^{1/2}$ от приведенной длины волны излучения λ/λ_c .

баний $\rho(\zeta)$. Здесь мы положим, как обычно, что $\rho(z) \rho(\zeta) = (\pi\sigma_z\sigma_\zeta)^{-1} \exp(-z^2/\sigma_z^2 - \zeta^2/\sigma_\zeta^2)$, и, поскольку под знаком δ -функции в (4) присутствует линейная комбинация z и ζ , то окончательно получим

$$\langle W(P) \rangle = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^{\infty} d\psi \exp\left[-\left(\frac{P-L\psi}{\sigma}\right)^2\right] W(\psi), \quad (5)$$

где эффективная дисперсия равна $\sigma = (\sigma_z^2 + L^2\sigma_\zeta^2)^{1/2}$, откуда средний размер освещенной области равен

$$\langle p^2 \rangle^{1/2} = (\sigma_z^2 + L^2\sigma_\zeta^2 + L^2\langle \psi^2 \rangle)^{1/2}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что влияние объема излучающего сгустка будет тем значительней, чем короче длина волны, т. е. чем меньше $\langle \psi^2 \rangle^{1/2}$. Из (6) также следует, что на близких расстояниях основное влияние будет оказывать вертикальное распределение, в то время как с ростом L главный вклад в формирование УР будет вносить распределение вертикальных колебаний электронов пучка. Поскольку $\sigma_\zeta = 2\pi\nu_z\sigma_z/\Pi$, где ν_z — приведенная частота бетатронных колебаний, Π — периметр орбиты, то

$$\left\langle \left(\frac{P}{L}\right)^2 \right\rangle = \langle \psi^2 \rangle + \left(\frac{\sigma_z}{L}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{2\pi\nu_z L}{\Pi}\right)^2\right]. \quad (7)$$

3. Приведем результат расчета результирующего УР для СИ электронного накопителя Н-100 ХФТИ АН УССР [4]. На рис. 3 изображена зависимость полного потока фотонов СИ от P для длины волны 3.800 \AA при различных значениях дисперсии σ . На рис. 4 приведена зависимость потока фотонов π -компоненты СИ от P для тех же σ . Видно, что с ростом σ

угловые распределения деформируются, асимптотически приближаясь, когда $\sigma \gg L \langle \phi^2 \rangle^{1/2}$, к гауссовому распределению. Отметим, что в последнем случае поляризация УР потока фотонов, регистрируемых под нулевым углом ($P=0$), становится равной поляризации спектральной плотности потока СИ $\rho(\lambda)$. Поскольку УР π -компоненты менее устойчив к наложениям, чем УР суммы компонент, то деполаризация излучения для $P=0$ может оказаться существенной при сравнительно небольших σ . В частности, при $\sigma_z=3$ мм, $L=1200$ мм, $\gamma_z=1.18$, $\Pi=5700$ мм эффективная

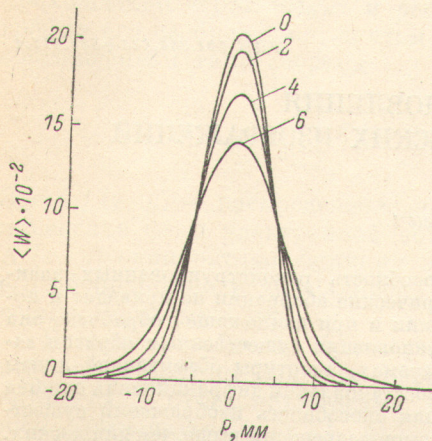


Рис. 3. Зависимость углового распределения суммы поляризационных компонент потока фотонов СИ для длины волны $\lambda=3.800 \text{ \AA}$ от P на расстоянии $L=1200$ мм.

Цифрами указаны значения эффективной дисперсии σ .

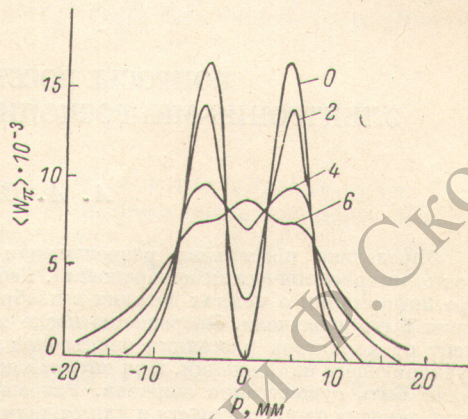


Рис. 4. Зависимость π -компоненты углового распределения потока фотонов СИ.

Параметры те же, что на рис. 3.

угловая дисперсия равна 1.5 мрад, в то время как, если $\gamma=136$, $R=50$ см, $\lambda=3800 \text{ \AA}$, то угловая дисперсия идеального УР равна 3 мрад, что дает значение поляризации под нулевым углом, равное 0.88.

Благодарю Ю. Н. Григорьева и Н. Н. Наугольного за интерес и поддержку работы.

Литература

- [1] Синхротронное излучение в исследовании твердых тел. Сб. статей под ред. А. А. Соколова. «Мир», М., 1970.
- [2] А. А. Соколов, И. М. Тернов. Релятивистский электрон. «Наука», М., 1974.
- [3] А. А. Соколов, В. Ч. Жуковский. Письма ЖТФ, 2, 3, 1976.
- [4] Ю. Н. Григорьев. Атомная энергия, 22, 531, 1976.
- [5] В. Ч. Жуковский, О. Е. Шишанин. ЖЭТФ, 61, 1371, 1971.

Поступило в Редакцию 10 мая 1976 г.
В окончательной редакции 3 февраля 1978 г.