

параторах и т. д., часто необходимо создавать магн. поля большой напряжённости. В этих случаях перспективно использование в них обычных и высокотемпературных сверхпроводников, что позволит получать значения напряжённостей магн. полей $\sim 10^6 - 10^8$ Э.

Лит.: Алексеев В. И., Бессонов Е. Г., О способах генерирования циркулярно поляризованного электромагнитного излучения на ускорителях и накопителях заряженных частиц, в сб.: Труды 6-го Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения, СИ-84, Новосибир., 1984; см. также лит. при ст. *Ондуляторное излучение*. Е. Г. Бессонов.

ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — эл.-магн. излучение равномерно и прямолинейно движущихся *осцилляторов*, в частности излучение заряд. частиц в *ондуляторе*.

Источники О. и. состоят из ускорителя или накопителя частиц (чаще электронов) и одного или неск. ондуляторов. Пучки заряд. частиц в источниках О. и. могут испускать спонтанное некогерентное, спонтанное когерентное и индуциров. О. и.

Скорость частицы в ондуляторе можно представить в виде суммы скоростей: постоянной v_0 и периодической переменной $\Delta v(t + T) = \Delta v(t)$ (T — период колебаний частицы в ондуляторе, t — время). Одиночная ускоренная частица, пройдя через ондулятор, испускает пуч эл.-магн. волн, длительность к-рого Δt зависит от угла θ между v_0 и направлением наблюдения. На расстояниях $R \gg K\lambda_0$ (λ_0 — длина периода траектории частицы в ондуляторе, K — число периодов)

$$\Delta t = \frac{K\lambda_0}{c\beta_0}(1 - \beta_0 \cos\theta),$$

где $\beta_0 = v_0/c$. Испущенный частицей пучок содержит K периодов, и, следовательно, круговая частота осн. гармоники О. и. $\omega_1 = 2\pi K/\Delta t$. В общем случае пучки волн О. и. на интервале Δt не являются гармоническими и излучение происходит на неск. гармониках, кратных основной. Частоты ω_n n -й гармоники определяются в соответствии с *Доплера эффектом* ф-лой

$$\omega_n = \frac{n\Omega}{1 - \beta_0 \cos\theta}, \quad (*)$$

где $\Omega = 2\pi\beta_0 c/\lambda_0$ — частота колебаний частицы в ондуляторе. При $\theta = 0$ частоты О. и. максимальны. Вследствие конечной длительности пучков О. и., испускаемое частицей в нек-ром направлении, распределено в интервале частот $\Delta\omega_n$, к-рый определяет относительную естеств. ширину спектральной линии

$$\frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} \approx \frac{1}{nK}.$$

При $K \gg 1$ О. и., наблюдаемое под заданным углом θ , монохроматично и имеет частоту, соответствующую (*).

Осн. часть энергии, испускаемой релятивистской частицей, сосредоточена вблизи направления её мгновенной скорости v в узком диапазоне углов

$$\Delta\psi \approx \frac{mc^2}{\epsilon} = \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{1}{\gamma},$$

где ϵ — значения энергии частицы, m — её масса, $\beta = v/c$; γ — релятивистский фактор частицы.

Вектор v изменяет своё направление относительно v_0 в нек-ром диапазоне углов α_m . Если $\alpha_m \ll 1/\gamma$, то частица при движении в ондуляторе излучает в основном в направлениях, близких к направлению v_0 в диапазоне углов $\Delta\theta \approx 1/\gamma$. С увеличением α_m растёт ускорение частицы \dot{v} , а следовательно, и полная интенсивность О. и. При $\alpha_m > 1/\gamma$ О. и. испускается в больший диапазон углов: $\Delta\theta \sim \alpha_m$.

В направлении наблюдения, определяемом единичным вектором n , излучение испускается эффективно только в том случае, когда мин. угол между n и v не превышает $1/\gamma$. Величина спектральной плотности потока энергии О. и., испускаемого частицей в направлении v_0 на первой гармонике, достигает макс. значения при $\alpha_m \sim 1/\gamma$ (условие оптимальной генерации). При $\alpha_m > 1/\gamma$ число гармоник О.и. с ростом α_m резко ($\sim \alpha_m^3$) возрастает, что приводит к расширению его

спектра и сдвигу в более коротковолновую (жёсткую) область. При $\alpha_m \gg 1/\gamma$ спектр О. и. становится близким к спектру *синхротронного излучения*.

Источники О. и. всех типов обладают важными преимуществами перед источниками синхротронного излучения, лазерами и др. источниками ИК- и оптич. диапазонов — возможностью плавно регулировать частоту излучения путём изменения величины магн. поля ондулятора и энергии частиц пучка. В ультрарелятивистском случае ($\gamma \gg 1$) выражение (*) можно привести к виду

$$\omega_n = \frac{2n\Omega\gamma^2}{1 + \alpha^2 + \theta^2},$$

где $\bar{\alpha}^2 = \bar{H}^2/H_c^2$, $\theta = \theta\gamma$ (\bar{H} — среднеквадратичное значение напряжённости магн. поля, $H_c = \frac{2\pi mc^2}{e\lambda_0} \approx 10700/\lambda_0$ — нек-рое характерное его значение).

Уширение спектральной линии, интенсивности и степень поляризации спонтанного О. и., а также коэф. усиления индуцированного О. и. зависят от величины углового ($\Delta\theta_n$) и энергетического ($\Delta\epsilon/\epsilon$) разбросов пучка частиц; эти величины должны удовлетворять условию

$$\Delta\theta_n \leq \frac{1}{\gamma_n \sqrt{nK}}, \quad \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \leq \frac{1}{nK}, \quad \gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_n^2}}.$$

Характеристики ондуляторного излучения зависят также от формы пучка частиц, нелинейностей полей ондулятора и его типа.

Спонтанное некогерентное О. и. В источниках такого излучения частицы пучка излучают независимо друг от друга. Фазы эл.-магн. волн, испускаемых разл. частицами пучка, являются случайными ф-циями времени. Интенсивность излучения таких источников $I_{нк}$ пропорц. току i пучка частиц:

$$I_{нк} = \frac{2r_e^2}{3c^3} K\lambda_0 \bar{H}^2 \gamma^2 i,$$

где $r_e = e^2/mc^2$ — классич. радиус частицы, e — её заряд.

Поток dn_ϕ/dt эквивалентных фотонов О. и. (поток полной, т. е. усреднённой по углам, энергии фотонов, делённый на макс. энергию одного фотона), испускаемых электронами в ондуляторах с поперечными гармонич. полями, в условиях оптимальной генерации равен

$$\frac{dn_\phi}{dt} \approx \frac{\alpha Ki}{e},$$

где $\alpha = e^2/hc \approx 1/137$. В этих условиях при $K = 10^2$ один электрон, пройдя через ондулятор, испускает один фотон; пучок электронов при $i = 0,1$ А создаёт поток $dn_\phi/dt = 6 \cdot 10^{17}$ фотонов/с независимо от энергии частиц.

Возможности источников спонтанного некогерентного О. и. можно рассмотреть на примере источника, в к-ром используется ондулятор и пучок частиц с параметрами: $\lambda_0 = 3$ см, $\sqrt{H^2} = 3000$ Э, $\alpha_m \approx \sqrt{\bar{\alpha}^2} \approx 1$, $i = 0,1$ А; если при этом $\epsilon = 1$ ГэВ и 10 ГэВ, то энергия фотонов составляет ок. 150 эВ и 15 кэВ, а интенсивность О. и. — 35 Вт и 3,5 кВт соответственно. Источники О. и. с такими параметрами целесообразно создавать на основе синхротронов и накопителей электронов, в прямолинейных промежуточных к-рых устанавливаются ондуляторы. В этом случае достигается высокая эффективность источников за счёт многократного прохождения частиц через ондулятор: электроны, потеряв энергию на излучение, восстанавливают её при движении в ускоряющем резонаторе синхротрона (накопителя) и затем вновь попадают в ондулятор.

Спонтанное О. и. может применяться в тех же областях исследований, что и синхротронное излучение: в рентг. микроскопии, рентг. структурном анализе, атомной и молекулярной спектроскопии, спектроскопии кристаллов, рентг. литографии, медицине и др. По