МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА УСТАНОВКАХ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ

Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Для получения непрерывного потока поляризованных квазимонохроматических фотонов высокой энергии предлагается в прямолинейном промежутке накопителя установить спиральный ондулятор /1/. Электроны (позитроны), движущиеся через ондулятор, испускают поляризованное узконаправленное квазимонохроматическое электромагнитное излучение. При комптоновском рассеянии этого излучения на частицах встречного пучка энергия последних передается рассеиваемым фотонам. Особенность этого метода в сравнении с методом комптоновского рассеяния видимого излучения лазеров /2-4/ состоит в получении более жестких фотонов - фотонов с энергией, мало отличающейся от энергии сталкивающихся частиц, если последняя превышает I ГэВ.

Пусть в прямолинейном промежутке накопителя установлен спиральный ондулятор /5/, на оси которого формируется винтовое магнитное поле с периодом λ_0 и число периодов $\mathcal{K} \gg 1$. Электрон движется в таком поле по спирали с поперечной компонентой скорости

$$\beta_\perp = \frac{v_\perp}{c} = \frac{e H_\perp \lambda_0}{2\pi m c^2 \gamma}, \qquad (1)$$

где $v = \beta c$ - скорость электрона; $\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$; $H_\perp$ - амплитуда магнитного поля. Движение ультрарелятивистского электрона по спирали сопровождается электромагнитным излучением, которое при $\beta_\perp \ll 1$ сосредоточено в узком диапазоне углов θ между направлением излучения и осью спирали (ондулятора) на частотах ω_k, определяемых эффектом Допплера

$$\eta_k = \frac{k}{1+\rho_\perp^2+\vartheta^2}, \quad (\theta \ll 1), \qquad (2)$$

где $\eta = \omega/2\Omega\gamma^2$; $\Omega = 2\pi c/\lambda_0$ – частота колебаний частицы; $\vartheta = \theta\gamma$; $\rho_\perp = \beta_\perp\gamma$ – приведенный поперечный импульс частицы; k – номер гармоники излучения. Известно, что интенсивность ондуляторного излучения в направлении $\vartheta = 0$, приходящаяся на единичный телесный угол, максимальна при выполнении условия $\rho_\perp = 1/\sqrt{2}$, которое называется условием оптимального излучения /5/. Поэтому интересно рассмотреть характеристики излучения для значений $\rho_\perp \leq 1/\sqrt{2}$. В этой области значений $\rho_\perp$ спектральное и угловое распределения интенсивности излучения на первой гармонике имеют вид /6/:

$$\frac{dI_1}{d\eta} = \frac{2e^2\Omega^2\gamma^2\rho_\perp^2}{c}\left[W_{1(+)} + W_{1(-)}\right], \quad \frac{dI_1}{dO} = \frac{2e^2\Omega^2\gamma^4\rho_\perp^2}{\pi c}\left[F_{1(+)} + F_{1(-)}\right],$$

$$W_{1(+)} = (1+\rho_\perp^2)\eta_1^3, \quad W_{1(-)} = \eta_1\left[1-(1+\rho_\perp^2)\eta_1\right]^2, \quad F_{1(+)} = \frac{(1+\rho_\perp^2)^2}{(1+\rho_\perp^2+\vartheta^2)^5}, \quad F_{1(-)} = \frac{\vartheta^4}{(1+\rho_\perp^2+\vartheta^2)^5}, \qquad (3)$$

где знаки (+) и (–) относятся к излучению фотонов с правой и левой круговой поляризацией соответственно. Проинтегрировав (3), найдем интенсивность излучения на первой гармонике I_1 и, соответственно, число эквивалентных фотонов – фотонов с максимальной энергией, близкой к $\hbar\omega_{1m} = 2\hbar\Omega\gamma^2/(1+\rho_\perp^2)$, испускаемых электроном на первой гармонике при прохождении ондулятора

$$\Delta n_\gamma = \frac{I_1 \mathcal{K}\lambda_0}{c\hbar\omega_{1m}} = \frac{\pi\alpha}{3}\,\frac{\mathcal{K}}{1+\rho_\perp^2}\left(\frac{H_\perp}{H_{\perp опт}}\right)^2, \qquad (4)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры; $H_\perp$ – поле в ондуляторе, при котором выполнено условие оптимального излучения. Можно показать, что интенсивность излучения I_1 составляет часть $(1+\rho_\perp^2)^{-2}$ от полной интенсивности излучения I. При $\rho_\perp = 1/\sqrt{2}$ отношение $I_1/I = 4/9$, в диапазоне углов $\vartheta = \sqrt{3}/2$ и, следовательно, частот $2/3 \leq \omega/\omega_{1m} < 1$ оказывается сосредоточенной около 2/3 интенсивности первой гармоники, степень циркулярной поляризации которой изменяется в пределах $0{,}65 < \xi_2 \leq 1$ /6/.

Испущенные в ондуляторе фотоны будут претерпевать комптоновское рассеяние на частицах встречного пучка. Максимальную энергию ω'_m будут иметь фотоны, рассеянные в направлении движения электрона и в случае лобового столкновения равную ($\hbar = c = 1$)

$$\omega'_m = \frac{x}{1+x}\,\varepsilon\,, \tag{5}$$

где $\varepsilon = m\gamma$ - энергия встречного электрона; $x = 4\gamma\omega/m$ - отношение удвоенной энергии первичного фотона в системе покоя электрона к массе покоя электрона. Для малых углов θ между импульсом начального электрона и рассеиваемого фотона

$$\omega' = \frac{x}{1+x+\vartheta^2}\,\varepsilon\,. \tag{6}$$

Дифференциальное сечение рассеяния циркулярно поляризованных, а также неполяризованных фотонов на неполяризованных электронах /7,8/

$$d\sigma = \frac{2\pi r_0^2}{1+x}\left\{\frac{4y^2}{[1+(1-y)x]^2} - \frac{4y}{1+(1-y)x} + \frac{1+x}{1+(1-y)x} + \frac{1+(1-y)x}{1+x}\right\}dy\,, \tag{7}$$

где r_0 - классический радиус электрона; $\omega' = y\,\omega'_m$. С ростом x сечение рассеяния вблизи верхней границы спектра $y = 1$ уменьшается не более чем в 2 раза, тогда как сечение в низкочастотной части спектра $y \ll 1$ падает как $(1+x)^{-1}$. Энергия фотона, рассеянного под углом $\vartheta = 1$, которому в системе покоя электрона соответствует рассеяние на угол 90°, равняется $y_\perp = (1+x)/(2+x)$. Сечение рассеяния для этого значения энергии составляет примерно половину от сечения рассеяния при $y = 1$. С увеличением x значение $y_\perp$ стремится к $1-1/x$. При больших значениях x это приводит к высокой степени монохроматичности рассеянных фотонов, основная часть которых сосредоточена вблизи верхней границы спектра и имеет энергию, близкую к энергии начального электрона.

Для полного сечения рассеяния, как следует из работы /7/, имеем при $x \ll 1$

$$\sigma = \frac{8\pi r_0^2}{3}(1-x)\,; \tag{8}$$

при $\chi \gg 1$

$$\sigma = \frac{2\pi r_0^2}{\chi}\left(\ln\chi + \frac{1}{2}\right). \tag{9}$$

При $\chi \ll$ I характеристики рассеянных фотонов близки к характеристикам ондуляторного излучения, соответствующим приближению $\frac{\rho}{1} \ll$ I. В случае $\chi \gg$ I энергия рассеянных фотонов, как следует из (6), слабее зависит от угла рассеяния ϑ, уменьшаясь в два раза лишь для $\vartheta \simeq \chi^{1/2}$. Угловая зависимость сечения может быть получена из (7) с помощью соотношения (6)

$$\frac{d\sigma}{dO} = \frac{2 r_0^2 \gamma^2}{(1+\vartheta^2)(1+\chi+\vartheta^2)} . \tag{I0}$$

Из сравнения (I0) и (3) следует, что угловое распределение в случае $\chi \gg$I значительно шире, чем в классическом пределе.

Как следует из (5), энергетический разброс фотонов, рассеянных в направлении движения электрона, значительно меньше разброса по энергиям начальных фотонов

$$\frac{d\omega_m'}{\omega_m'} = \frac{1}{1+\chi}\,\frac{d\omega}{\omega} . \tag{II}$$

Для определения степени круговой поляризации рассеянных фотонов ξ_2' воспользуемся ковариантной формулой /9/, записав ее в лабораторной системе

$$\xi_2' = \frac{\left[\frac{1+\chi}{1+(1-y)\chi} + \frac{1+(1-y)\chi}{1+\chi}\right]\cdot\left[1 - \frac{2y}{1+(1-y)\chi}\right]}{\frac{4y^2}{[1+(1-y)\chi]^2} - \frac{4y}{1+(1-y)\chi} + \frac{1+\chi}{1+(1-y)\chi} + \frac{1+(1-y)\chi}{1+\chi}}\;\xi_2 . \tag{I2}$$

Из (I2) следует, что $\xi_2' = -\xi_2$ при $y =$ I ($\vartheta = 0$); $\xi_2' = 0$ при $y = (1+\chi)/(2+\chi)$ ($\vartheta =$ I); $\xi_2' = \xi_2$ при у = 0 ($\vartheta = \pi/\gamma$). Поскольку ондуляторное излучение обладает высокой степенью циркулярной поляризации ξ_2, то, используя угловую коллимацию, можно выделить рассеянные фотоны также с высокой степенью циркулярной поляризации ξ_2'.

Предположим, что имеются встречные электрон-позитронные пучки с длиной сгустка $\ell \ll K\lambda_0$ и поперечными размерами, превышающими величину $\mathcal{K}\lambda_0/\gamma$, на которую на длине ондулятора расходится фотонный пучок, испущенный одной частицей. Пусть место встречи пучков находится на выходе из ондулятора позитронного пучка. Тогда размеры фотонного и позитронного пучков будут совпадать, распределения плотности фотонов и позитронов в пучках будут пропорциональны, а электромагнитное излучение будет рассеиваться только на электронах. Если N_+ - число позитронов в пучке, то согласно (4) число эквивалентных фотонов

$$N_\gamma = \Delta n_\gamma N_+ . \tag{13}$$

Усредненную по времени интенсивность потока рассеянных фотонов для пучков с сечением S можно представить в виде

$$\frac{dN_\gamma'}{dt} = L_\gamma \Delta\sigma, \tag{14}$$

где $L_\gamma = L_e N_\gamma/N_+$; $L_e = cN_+N_-/\Pi S$; L_γ, L_e - светимость встречных пучков соответственно (γ, $\bar{e}$) и (e^+, e^-); N_- - число электронов в пучке; П - периметр орбиты накопителя; $\Delta\sigma = 2\pi r_0^2 \ln\varkappa/\varkappa$ - часть полного сечения, заключающая фотоны с энергиями $1-\varkappa^{-1/3} \leq y \leq 1$, составляющими около 2/3 от всех рассеянных фотонов. Величина (14) несколько занижена ввиду того, что нами учитывалась только одна первая гармоника ондуляторного излучения.

Для уменьшения взаимного влияния пучков, снижающего светимость, их можно развести в месте встречи, например, с помощью скрещенных электрического и магнитного полей.

Оценим характеристики пучка рассеянных фотонов, если в накопителе на энергию $\mathcal{E} = 2{,}0$ ГэВ и со светимостью $L_e = 10^{32}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$ установлен ондулятор с периодом $\lambda_0 = 4$ см, числом элементов периодичности $\mathcal{K} = 10^2$ и величиной поля, соответствующей $P_\perp = 1/\sqrt{2}$. В рассматриваемом случае $\omega_{1m} = 626$ эВ, $\varkappa = 19{,}1$, $\Delta\sigma = 0{,}775\cdot 10^{-25}$ см^2, $L_\gamma = 0{,}765\, L_e$. Максимальная энергия рассеянных фотонов будет $\omega_m' = 1{,}90$ ГэВ, интенсивность $dN_\gamma'/dt = 5{,}9\cdot 10^6$ с$^{-1}$. Для накопителя на энергию $\mathcal{E} = 20$ ГэВ с той же светимостью и с таким же ондулятором, будем иметь $\omega_{1m} = 62{,}6$ кэВ, $\varkappa = 1{,}91\ 10^4$, $\Delta\sigma = 2{,}6\cdot 10^{-28}$ см^2, $\omega_m' = 19{,}996$ ГэВ, $dN_\gamma'/dt = 1{,}9\cdot 10^4$ с$^{-1}$.

Заметим, что при $\varkappa \gg 1$ высокая степень поляризации пучка рассеянных фотонов возможна только при использовании спирального ондулятора, дающего циркулярно поляризованное излучение. При рассеянии линейно поляризованного излучения поляризация конечных фотонов пренебрежимо мала /8,9/.

Литература

1. Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. У Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Аннотации докладов, М., ЦНИИ Атоминформ, 1976, с.115.
2. Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. ЖЭТФ, 44, 2100 (1963).
3. Ф.Р.Арутюнян, И.И.Гольдман, В.А.Туманян. ЖЭТФ, 45, 312(1963).
4. R.H.Milburn. Phys.Rev.Lett., 10, 75 (1963).
5. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 43, 2126 (1973); Труды ФИАН, 80, 100, 1975.
6. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 46, 2392(1976).
7. В.Гайтлер. Квантовая теория излучения, М., ИЛ., 1956.
8. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Релятивистская квантовая теория, часть I, М., "Наука", 1968.
9. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика, М., "Наука", 1969.