

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПИРАЛЬНОГО ОНДУЛЯТОРА
НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
ПРОТОННЫХ СИНХРОТРОНОВ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ
И ПОЛУЧЕНИЯ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ

Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, Б.Б.Говорков

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

Создание пучков моноэнергетических электронов на крупнейших протонных ускорителях открывает уникальные возможности для исследования электромагнитных взаимодействий элементарных частиц в новой области энергий $20\text{--}400\text{ ГэВ}$ / 1,2 /. Однако проведение ряда экспериментов на электронных пучках протонных ускорителей затруднено присутствием в этих пучках небольшой примеси адронов ($\sim 10^{-3}$) / 1 /.

Для разделения электронов и адронов в таких пучках в ряде работ предлагалось использовать потери энергии электронов на магнитотормозное излучение в специальных магнитах / 3+6 /.

При столь высоких энергиях электронов и полях, необходимых для получения достаточного разделения импульсов электронов и адронов, спектр испущенных фотонов совпадает со спектром синхротронного излучения, а максимум в спектре приходится на энергии фотонов в несколько МэВ и выше. Такие фотоны представляют самостоятельный интерес для ядерной физики и физики высоких энергий. Определенным выбором характера магнитного поля можно улучшить спектральные, угловые и поляризационные характеристики испущенных магнитотормозных фотонов. В настоящей работе мы остановимся на использовании для разделения частиц и получения квазимонохро-

матических фотонов спирального ондулятора / 6 /. На оси спирального ондулятора формируется магнитное поле вида

$$\vec{H} = \vec{i} H_m \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \vec{j} H_m \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} z, \quad (1)$$

где $\vec{i}, \vec{j}$ - орты по осям x, y ; λ_0 - длина элемента периодичности ондулятора; H_m - амплитуда поперечного магнитного поля. Полные потери энергии на излучение электроном, движущимся в таком ондуляторе по винтовой линии, определяются выражением

$$\frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma \gamma_0} = \frac{2 r_0^2 H_m^2 \mathcal{K} \lambda_0}{3 m c^2}, \quad (2)$$

где $\mathcal{K}$ - число элементов периодичности ондулятора; $\varepsilon_0 = \gamma_0 m c^2$ и $\varepsilon = \gamma m c^2$ - соответственно начальная и конечная энергия электронов; r_0 - классический радиус электрона. Например, для 3%-ной потери энергии электрона с энергией 200 ГэВ в спиральном ондуляторе длиной 30 м требуется напряженность магнитного поля $H_m = 20,2$ кЭ.

Рассмотрим характеристики γ -квантов, излучаемых ультрарелятивистскими электронами в спиральном ондуляторе. Излучение параллельного пучка таких электронов сосредоточено в малом диапазоне углов $\Delta\theta \sim 1/\gamma \ll 1$ относительно направления средней скорости движения электрона в ондуляторе $\beta_{||} c$. В этом случае частоту электромагнитного излучения ω_k , определяемую эффектом Доплера, можно представить в виде

$$\tilde{\gamma} = \frac{\omega_k}{2\Omega\gamma^2} = \frac{\kappa}{1 + v^2 + \rho_1^2}, \quad \frac{\Delta\tilde{\gamma}}{\tilde{\gamma}} = \frac{1}{\kappa \mathcal{K}}, \quad (3)$$

где $\Omega = \frac{2\pi\beta_{||}c}{\lambda_0}$; κ - номер излучаемой гармоники;

$$\rho_1 = \beta_1 \gamma = \frac{e H_m \lambda_0}{2\pi m c^2} \quad (4)$$

- поперечная компонента безразмерного импульса частицы; $\beta_1^2 = \beta^2 - \beta_{||}^2$; βc и $\beta_{||} c$ - соответственно скорость частицы и ее поперечная компонента; $v^2 = \theta^2$; θ - угол между направлением наблюдения и осью z .

Спектральное распределение интенсивности излучения при движении электрона в ондуляторе с $\mathcal{K} \gg 1$ по правой винтовой линии

представим в виде суммы интенсивностей с правой (+) и левой (-) круговой поляризацией /8/

$$\frac{dI}{d\zeta} = \sum_{K=K'}^{\infty} \frac{dI_K}{d\zeta} = \frac{2e^2\Omega^2\gamma^2}{c} W, \quad (5)$$

где $W = W_+ + W_-$, $W_{\pm} = \sum_{K=K'}^{\infty} W_{K\pm}$, $K' = E[1 + \zeta(1 + \rho_1^2)]$,

$$W_{K\pm} = \zeta \rho_1^2 \left[Y'_K(\kappa \varpi) \pm \frac{2\zeta(1 + \rho_1^2) - \kappa}{\kappa \varpi} Y_K(\kappa \varpi) \right]^2;$$

$\varpi = \frac{2}{\kappa} \rho_1 \sqrt{\zeta[\kappa - \zeta(1 + \rho_1^2)]}$; Y_K и Y'_K - функция Бесселя K -го порядка и её производная.

Угловое распределение интенсивности излучения имеет вид /7,8/

$$\begin{aligned} \frac{dI}{d\theta} &= \sum_{K=1}^{\infty} \frac{dI_K}{d\theta} = \frac{2e^2\Omega^2\gamma^4}{\pi c} F, \\ F &= F_+ + F_-, \quad F_{\pm} = \sum_{K=1}^{\infty} F_{K\pm}, \\ F_{K\pm} &= \frac{\kappa^2 \rho_1^2}{(1 + \vartheta^2 + \rho_1^2)^3} \left[Y'_K(\kappa \varpi) \pm \frac{1 + \rho_1^2 - \vartheta^2}{2\rho_1\vartheta} Y_K(\kappa \varpi) \right]^2, \\ \varpi &= \frac{2\rho_1\vartheta}{1 + \vartheta^2 + \rho_1^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Спектральное и угловое распределение степени циркулярной поляризации излучения определяется как

$$\rho(\zeta) = \frac{W_+ - W_-}{W}, \quad \rho(\vartheta) = \frac{F_+ - F_-}{F}. \quad (7)$$

Из (6), (7) следует, что в направлении $\vartheta^2 = 0$ излучается одна первая гармоника, поляризованная по кругу, принимающая максимальное значение при оптимальном значении величины ρ_1 , равной /7,8/:

$$\rho_1 = 1/\sqrt{2}. \quad (8)$$

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением именно этого случая. Для него максимум спектрального распределения первой гармоники излучения приходится на частоту

$$\omega_{1m} = \frac{4}{3} \Omega \gamma^2. \quad (9)$$

На рис.1-3 приведены спектральное и угловое распределения интенсивности излучения и зависимость поляризации излучения от частоты, рассчитанные для параллельного пучка электронов. В спектре имеется резко выраженный максимум при $\xi = 2/3$. Ширина спектра на уровне половины максимального значения составляет $\frac{\Delta\omega}{\omega_m} \approx 15\%$. Степень циркулярной поляризации в максимуме спектра достигает $\sim 80\%$. В пределах пика степень поляризации проходит через ноль, и для низкочастотных фотонов она имеет противоположный знак. Как видно из рис.3, в диапазоне углов $\vartheta \leq 1/2$ вблизи направления $\vartheta = 0$ сосредоточено более половины излучения, степень циркулярной поляризации которого $\rho > 95\%$. Причем в этом диапазоне углов излучается, в основном, только первая гармоника.

Число фотонов, излучаемых на первой гармонике вблизи максимума спектра, равно

$$dn_1 = \frac{4\pi K \alpha}{3} \cdot \frac{d\omega}{\omega_{1m}}, \quad (10)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ - постоянная тонкой структуры.

Однозначная связь между частотой излучения и углом наблюдения (3) позволяет с помощью коллимации получить в спектре узкую линию, если угловой разброс электронов в пучке $\vartheta_n \ll 1$.

Рассмотрим характеристики излучения электронов в ондуляторе с периодом $\lambda_0 = 2$ см, длиной $K\lambda_0 = 50$ м, полем $H_m = 3800$ э, соответствующим $\rho_1 = 1/\sqrt{2}$. Энергии $\hbar\omega_{1m}$ δ - квантов в максимуме спектра излучения, соответствующие различным энергиям электронов, приведены в таблице

δ (ТэВ)	0,1	0,4	1	5	10
$\hbar\omega_{1m}$ (ТэВ)	0,0032	0,051	0,32	7,55	32

Если число электронов в импульсе составляет $N_e = 10^8$, то в интер-

вале частот $\frac{\Delta\omega}{\omega_{\text{ам}}} = 5\%$ будет зафиксировано $\sim 1,3 \cdot 10^8$ фотонов с энергией $\hbar\omega_{\text{ам}}$. При энергии 1 ТэВ основная часть излучения, обладающего степенью циркулярной поляризации $P > 95\%$, сосредоточена в диапазоне углов $\Delta\theta < 10^{-6}$, а полные потери энергии согласно (2) равны $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = 1\%$.

Таким образом, наряду с использованием для очистки электронного пучка от адронной компоненты спиральный ондулятор на электронных пучках высокой энергии, получаемых на крупнейших протонных ускорителях, может быть использован как эффективный источник поляризованных квазимонохроматических фотонов высокой энергии.

Литература

1. С.С.Герштейн, А.В.Самойлов, Ю.М.Сапунов, А.М.Фролов, А.И.Алиханян, Г.П.Баятян, Г.С.Вартанян, С.Г.Князян, А.Т.Маргорян, А.С.Белоусов, Н.П.Буданов, Б.Б.Говорков, Е.В.Минарик, С.В.Русаков, Е.И.Тамм, П.А.Черенков, П.Н.Шайреко. "Атомная энергия", 35, 181 (1973); Nucl.Instr.Meth., 112, 477, (1973); Б.Б.Говорков. Материалы XXI сессии научно-координационного совета при ИФВЭ, Серпухов, 1977.
2. C.Halliwel, P.J.Biggs, W.Busza, M.Chen, T.Nash, F.Murphy, G.Luxton, J.D.Prentice. Nucl.Instr. and Methods, 102, 51, (1972); P.Davis, R.Morrison, T.Nash, J.Prentice. Fermi NAL report, December 6, 1974.
3. D.Luckey. 1968 Summer Study, v.3 (ed. A.Roberts; National Accelerator Laboratory, Batavia, 1968), p. 147.
4. F.J.Farley, E.Picasso, L.Bracci. Nucl. Instr. and Methods, 107, 237 (1973).
5. Z.G.T.Guiragossian, R.E.Rand. Nucl. Instr. and Methods, 107, 237, (1973).
6. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, Б.Б.Говорков. "Письма в ЖТФ", 2, 487 (1976).
7. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 43, 2126 (1973); Труды ФИАН, 80, 100 (1975).
8. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 46, 2392 (1976).

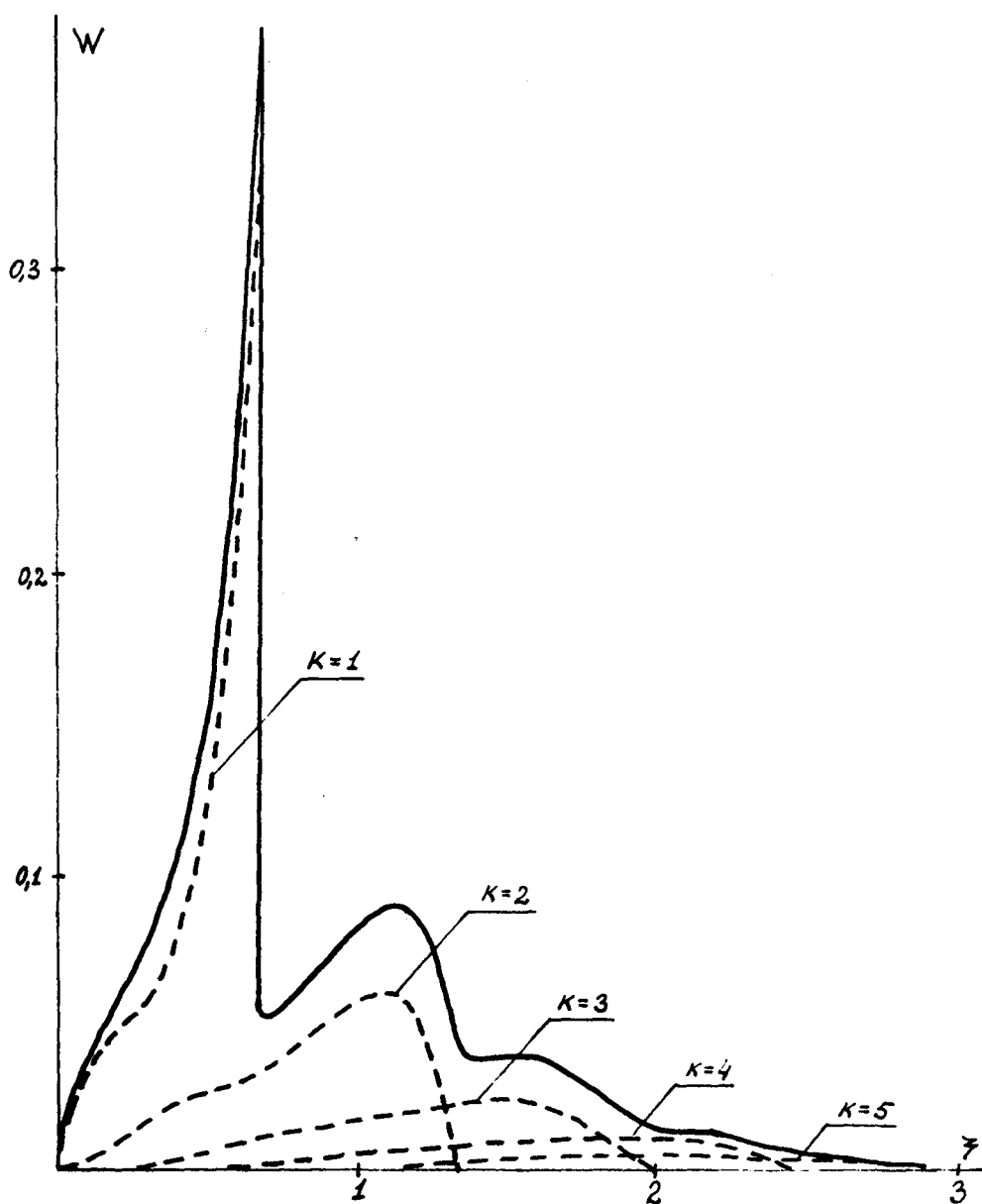


Рис. I. Спектральное распределение интенсивности
 ондуляторного излучения при $P_{\perp} = I/\sqrt{2}$:
 — суммарное излучение;
 - - излучение на гармониках.

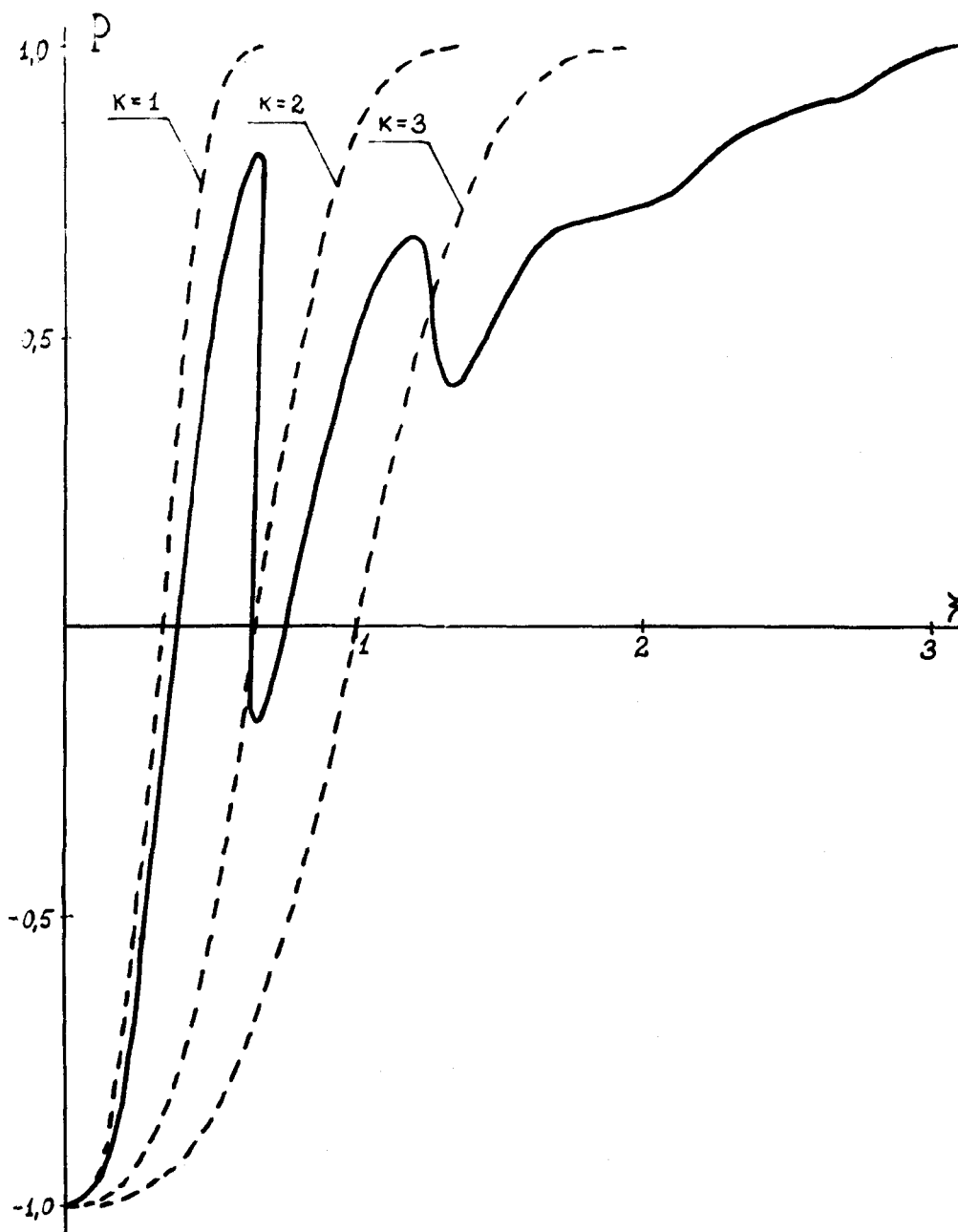


Рис. 2. Спектральное распределение степени циркулярной поляризации излучения при $P_1 = 1/\sqrt{2}$:

— суммарное излучение;
 - - излучение на гармониках.

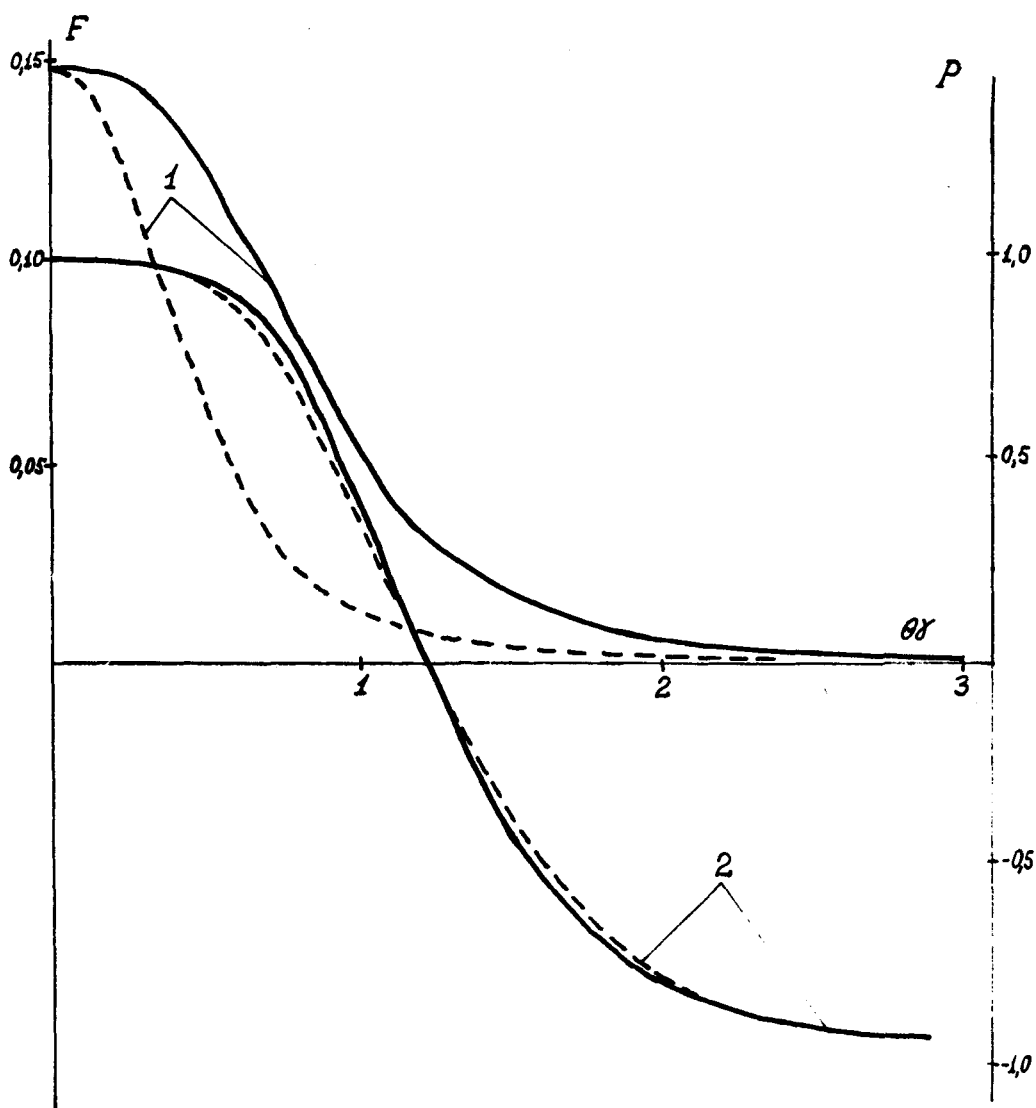


Рис. 3. Угловое распределение интенсивности излучения (1) и степени циркулярной поляризации (2) при $P_1 = I/\sqrt{2}$:
 — суммарное излучение;
 - - излучение на гармониках.

Д И С К У С С И Я

Р.А.Рзаев: Можно ли надеяться на получение в конечном угловом интервале циркулярно поляризованных фотонов при ондуляторном излучении электронов с энергией 20–30 ГэВ?

Ю.А.Башмаков: Да, конечно. Для углов излучения $\theta \leq \frac{1}{2\gamma}$ степень циркулярной поляризации при оптимальном поле в ондуляторе превышает 95%. Усредненная по всему угловому распределению излучения степень поляризации превышает 60%.