Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.11, стр. 561 – 564 *5 декабря 1981 г.*

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ОНДУЛЯТОРЕ

Г.К.Аветисян, А.А.Дживанян, Р.Г.Петросян

Показана возможность монохроматизации пучка заряженных частиц в результате вынужденного взаимодействия с лазерным излучением в ондуляторе. Для реальных значений параметров энергетические разбросы пучка уменьшаются на несколько порядков.

Известно, что в первом экспериментальном осуществлении лазера на свободных электронах было использовано вынужденное ондуляторное излучение релятивистского пучка электронов [1]. Это свидетельствует о реальности использования магнитного ондулятора как когерентного преобразователя энергии между электронным и лазерным пучками. Ход такого энергообмена (ускорение частиц или усиление излучения) зависит от скорости частиц и порогового значения поля [2]. Пусть пучок заряженных частиц с энергетическим разбросом Δ_0 и угловой расходимостью δ_0 проходит через магнитный ондулятор $H_z(x) = H_0 \cos(2\pi/l)x$ под углом θ_0 к лазерному лучу, распространяющемуся вдоль ондулятора. Угол θ_0 определяется из условия когерентности (порог вынужденного ондуляторного излучения или поглощения)

$$v_0 \cos\theta_0 = \frac{c}{1 + \dfrac{\lambda}{l}}, \qquad (1)$$

где v_0 – средняя скорость частиц в пучке, λ – длина волны лазерного излучения. При этом средняя энергия пучка после взаимодействия не меняется, а для частиц, скорости которых из-за разбросов не удовлетворяют (1), существует пороговое значение поля [2]

$$\xi_{\text{пор}} \equiv \frac{e}{2\pi mc^2}(\lambda E + lH_0)_{\text{пор}} = \frac{\sqrt{2\dfrac{l}{\lambda}}}{\sqrt{2 + \dfrac{\lambda}{l}}}\,\frac{\mathcal{E}}{mc^2}\left|1 - \left(1 + \frac{\lambda}{l}\right)\frac{v}{c}\cos\theta\right| \qquad (2)$$

(E – амплитуда электрического поля лазера), выше которого энергия меняется

$$\mathcal{E}' = \mathcal{E}\left[1 + 2\,\frac{l}{\lambda}\;\frac{1 - \left(1 + \dfrac{\lambda}{l}\right)\dfrac{v}{c}\cos\theta}{2 + \dfrac{\lambda}{l}}\right]. \qquad (3)$$

Из (3) видно, что половина частиц пучка, для которых $v\cos\theta < \dfrac{c}{1 + \frac{\lambda}{l}}$ ускоряется (только поглощают лазерные кванты), а другая половина, для которых $v\cos\theta > \dfrac{c}{1 + \frac{\lambda}{l}}$, – теряют энергию (только излучают).

Следовательно, в результате когерентного энергообмена пучок частиц после взаимодействия приобретает произвольную энергетическую ширину Γ, зависящую от его начальных параметров и λ/l. Однако, соответствующим выбором параметра λ/l можно обеспечить такое изменение энергии, чтобы частицы с $\mathcal{E} < \mathcal{E}_0$ имели после взаимодействия энергию $\mathcal{E}' = \mathcal{E}_0$. Другая половина частиц с $\mathcal{E} > \mathcal{E}_0$ при этом будет иметь энергию $\mathcal{E}' < \mathcal{E}_0$ (изменение энергии $\mathcal{E}' - \mathcal{E} > \frac{\Gamma_0}{2}$), чем и определяется конечная энергетическая ширина пучка Γ. Из (3) следует, что $\Gamma << \Gamma_0$, т.е. происходит монохроматизация пучка. Возможен и второй случай монохроматизации, когда частицы пучка с начальной энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_0$ в результате излучения теряют энергию, равную $\Gamma_0/2$ (так что $\mathcal{E}' = \mathcal{E}_0$), тогда другая половина частиц с $\mathcal{E} < \mathcal{E}_0$ будут иметь энергию $\mathcal{E}' < \mathcal{E}_0$, как и в первом случае, но с другим значением Γ (однако, как видно из (3), конечные ширины будут отличаться незначительно). Отметим, что поскольку реальные пучки имеют симметричное распределение частиц по скоростям (относительно среднего значения), а изменение энергии частиц в результате взаимодействия, как видно из (3), пропорционально начальному значению энергии, то конечное распределение частиц по энергии будет асимметричным. Для конечной энергетической ширины пучка получается следующая формула (соответственно для двух случаев):

$$\Gamma = \Gamma_0\,\frac{\Delta_0}{1 \pm \Delta_0}\,. \qquad (4)$$

Поскольку даже для пучков с большими разбросами $\Delta_0 << 1$, то значения параметров λ/l, θ_0 , $\xi_{пор}$ (необходимые для монохроматизации), а также Γ , соответствующие двум случаям, практически совпадают и $\Gamma = \Gamma_0\Delta_0$. Требуемое значение параметра λ/l дается формулой

$$\frac{\lambda}{l} = \sqrt{1 + \sigma} - 1, \qquad (5)$$

где

$$\sigma = 2\,\frac{c^2}{v_0^2}\left(\frac{mc^2}{\mathcal{E}_0}\right)^2 + 2\,\frac{v_0^2}{c^2}\left(\frac{\delta_0}{\Delta_0}\right)^2\left[1 + \sqrt{1 + \frac{c^4}{v_0^4}\left(\frac{mc^2}{\mathcal{E}_0}\right)^2\left(\frac{\Delta_0}{\delta_0}\right)^2}\,\right].$$

Формулы (1) и (2) с учетом (5) определяют необходимые для монохроматизации значения угла между пучками частиц и лазера, а также напряженности полей.

Поскольку при взаимодействии меняются только продольные импульсы частиц вдоль лазерного луча, то меняется также угловая структура пучка. Конечная расходимость пучка $\delta = \frac{1}{2}(\theta_2 - \theta_1)$, где углы максимальных отклонений частиц $\theta_{1,2}$ даются выражением

$$\theta_{1,2} = \operatorname{arc\,tg}\left\{(\operatorname{tg}\theta_o \pm \delta_o)\left[1 \pm \delta_o \operatorname{tg}\theta_o \pm \frac{\Gamma}{\Gamma_o}\left(1+\frac{\lambda}{l}\right)^2\right]^{-1}\right\}.$$

Для монохроматизации пучка в электрическом ондуляторе $E(t) = E_0 \cos \Omega t$, ось пучка надо направить под углом ϕ_o к лазерному лучу, удовлетворяющем условию когерентности

$$v_o \cos \phi_o = c\left(1 - \frac{\Omega}{\omega}\right) \tag{6}$$

(ω – частота лазерного излучения). Требуемое значение параметра Ω/ω в этом случае дается формулой

$$\frac{\Omega}{\omega} = 1 \mp \sqrt{\frac{1}{1+\sigma}} \tag{7}$$

где знак " – " перед корнем соответствует случаю $\Omega < \omega$, знак " + " – случаю $\Omega > \omega$, а σ дается выражением (5). Пороговое значение поля, выше которого только и происходит монохроматизация в электрическом ондуляторе, есть:

$$\xi'_{\text{пор}} \equiv \frac{e}{mc}\left(\frac{E}{\omega} + \frac{E_o}{\Omega}\right)_{\text{пор}} = \frac{\mathcal{E}}{mc^2} \frac{\sqrt{2}\left(\frac{\omega}{\Omega} - 1\right)}{\sqrt{2\frac{\omega}{\Omega} - 1}} \left|1 - \frac{\frac{v}{c}\cos\phi}{1 - \frac{\Omega}{\omega}}\right|.$$

Конечная энергетическая ширина пучка Г дается опять формулой (4), а угловая расходимость определяется с помощью (6) и (7) таким же образом, как и в магнитном ондуляторе.

Приведем некоторые численные оценки. Для электронного пучка с энергией $\mathcal{E}_o \approx 50$ МэВ, $\Gamma_o \approx 0{,}5$ МэВ, $\delta_o \sim 10^{-3}$ рад, после взаимодействия с излучением CO_2-лазера ($\lambda = 10{,}6$ мк) в магнитном ондуляторе, конечная энергетическая ширина становится: $\Gamma \approx 2{,}5$ КэВ. Угол, под которым нужно направить ось пучка к лазерному лучу $\theta_o \approx 2{,}5 \times \times 10^{-2}$ рад, а требуемое значение шага ондулятора $l \approx 3$ см. Необходимые напряженности лазера и ондулятора при этом: $E \approx 3 \cdot 10^5$ В/см, $H_o \approx 0{,}3$ Гс. Для протонного пучка с энергией $\mathcal{E}_o \approx 70$ ГэВ, $\Gamma_o \approx \approx 0{,}7$ ГэВ, $\delta_o \sim 10^{-3}$ рад имеем: $l \approx 2{,}5$ см, $\theta_o \approx 2{,}8 \cdot 10^{-2}$ рад. Конечная энергетическая ширина пучка становится: $\Gamma \approx 3{,}5$ МэВ при тех же значениях полей. Для получения такой же степени монохроматизации этих пучков в электрическом ондуляторе необходимая частота электрического поля: $\Omega \sim 10^{10}$ Гц, а напряженность: $E_0 \sim 50$ В/см.

Ереванский
государственный университет

Поступила в редакцию
17 февраля 1981 г.

Литература

[1] *Deacon D.A.G., Elias L.R. et.al.* Phys. Rev. Lett., 1977, **38**, 892.

[2] *Avetissian H.K., Jivanian H.A, Petrossian R.G.* Phys. Lett., 1978, **66A**, 161.