

Предложенный прибор отличается от аналогов принципиально новой возможностью проводить анализ состава ионов независимо от их энергии в пределах выбранного диапазона (солнечный ветер). Это свойство исключает необходимость проведения последовательного во времени энергоанализа, существенно увеличивает чувствительность масс-спектрометра и дает возможность исследовать быстрые процессы.

## Литература

- [1] Гартманов В. Н., Коган В. Т., Павлов А. К., Харченко А. А. А. с. 1173465. БИ. 1985 № 30.
- [2] Кельман В. М., Карецкая С. П., Федулина Л. В., Якушев К. М. Электронно-оптические элементы призмных спектрометров заряженных частиц. Алма-Ата: Наука, 1979. 232 с.
- [3] Кочаров Г. Е., Гартманов В. Н., Коган В. Т. и др. // Энергичные частицы и фотоны от солнечных вспышек. Л., 1984. С. 105—117.
- [4] Coplan M. A., Ogilvie K. W., Bochsler P. A., Geiss J. // IEEE Trans. Geosci. Electron. 1978. Vol. GE-16. P. 185—191.
- [5] Shelley E. G., Sharp R. D., Johnson R. G. et al. // IEEE Trans. Geosci. Electron. 1978. Vol. GE-16. P. 266—270.
- [6] Коган В. Т., Кошвенко Б. В., Павлов А. К. и др. Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. № 1021. Л., 1986. 15 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
28 октября 1987 г.

В окончательной редакции  
28 марта 1988 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 1, 1989

## СИНХРОТРОННЫЙ МАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Д. И. Калчев, Э. А. Перельштейн

В [1] предложен синхротронный мазер, в котором индуцированное синхротронное излучение возникает при повороте линейного электронного пучка в магнитном поле внутри двухзеркального резонатора (рис. 1, а). Индуцированное синхротронное излучение продольно замагниченного электронного пучка рассматривалось в [2]. Для генерации коротковолнового электромагнитного излучения в синхротронном мазере [1] необходимы сильноточные пучки с большой энергией электронов (длина волны индуцированного излучения должна соответствовать максимуму спектральной интенсивности спонтанного излучения). Поэтому представляет интерес анализ индуцированного синхротронного излучения релятивистских электронных колец, где возможно повышение энергии электронов за счет бетатронного ускорения, так и в адгезаторах коллективных ускорителей [3]. При переходе от линейных пучков к кольцам можно ожидать увеличения КПД генерации излучения из-за многократного прохождения электронов через резонатор.

Рассмотрим индуцированное излучение кольца, частично погруженного внутрь двухзеркального резонатора с плоскими зеркалами (рис. 1, б). В резонаторе возбуждается плоская стоячая линейно поляризованная электромагнитная волна с отличной от нуля компонентой вектора потенциала  $A_y = A \sin \omega t \sin kx'$ .

Эффектами конечной ширины зеркал на пространственное распределение поля для простоты анализа пренебрегаем. В расчете не будем также учитывать слабую пространственную неоднородность магнитного поля, необходимую для фокусировки электронов и ухода центра окружности за счет потерь энергии. Такой уход можно скомпенсировать, например, с помощью дополнительного резонатора или изменением во времени индукции ведущего магнитного поля.

Следуя [1], запишем уравнения, описывающие потери энергии при однократном прохождении через резонатор

$$\frac{dW}{d\tilde{x}'} = \frac{1}{1-W} \left( \alpha \rho \tilde{x}' \sin \varphi + \frac{\alpha^2}{4} \sin 2\varphi \right), \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tilde{x}'} = \frac{1}{(1-W)^2} \left[ 1 + \rho^2 \tilde{x}'^2 + \alpha \rho \tilde{x}' \cos \varphi + \frac{\alpha^2}{8} (2 + \cos 2\varphi) \right],$$

$$W(\tilde{x}' = -\frac{\tilde{L}}{2}) = 0, \quad \varphi(\tilde{x}' = -\frac{\tilde{L}}{2}) = \varphi_1, \quad (2)$$

где  $W = 1 - \gamma/\gamma_1$  — относительное изменение энергии электрона ( $\gamma$  — релятивистский фактор,  $\gamma_1$  — начальное его значение);  $\varphi = \omega t - kx'$  — фаза электрона относительно синхронной волны;  $\alpha = eA/mc^2$ ;  $\rho = 2\gamma_1^3/(\omega/\omega_{H1})$  — параметр кривизны траектории;  $\omega_{H1}$  — циклотронная частота

а

б

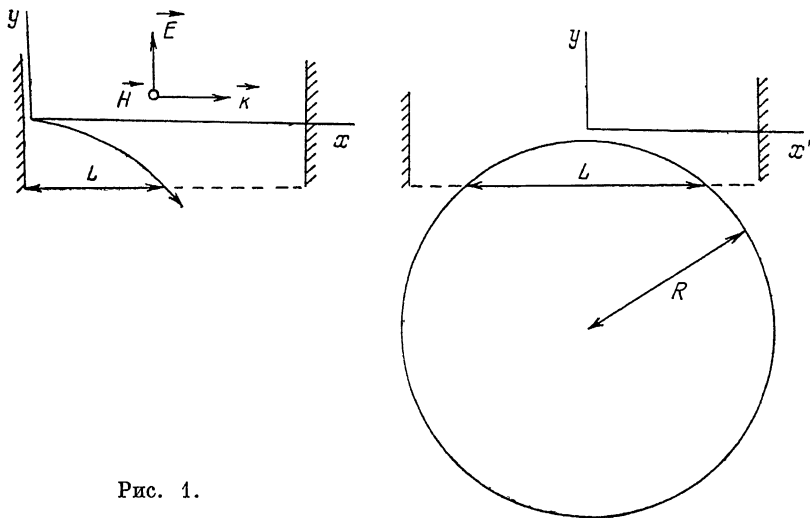


Рис. 1.

электрона при  $\gamma = \gamma_1$ ;  $\tilde{x}' = kx'/2\gamma_1^2$  — приведенная продольная координата;  $\tilde{L} = kL/2\gamma_1^2$  — приведенная длина взаимодействия (рис. 1, б).

В приближении малого сигнала  $\alpha \ll 1$  (линейный режим) решение системы (1), (2) находилось методом последовательных приближений. Сделав замену переменной  $x = x' + L/2$ , для электрона, входящего в резонатор в фазе  $\varphi_1$  и взаимодействующего на приведенной длине  $\tilde{L}$ , получаем:

$$W(\tilde{L}, \varphi_1) = \alpha \rho m(\tilde{L}) \sin[\varphi_1 + \delta(\tilde{L})] + \alpha^2 \rho^2 M(\tilde{L}, \rho), \quad (3)$$

$$m = \sqrt{m_1^2 + m_2^2} \quad \delta = \arctg(m_2/m_1),$$

где

$$m_{1,2} = \int_0^{\tilde{L}} \left( x - \frac{\tilde{L}}{2} \right) \left[ \frac{\cos}{\sin} \right] \left\{ x + \frac{1}{3} \rho^2 \left[ \left( x - \frac{\tilde{L}}{2} \right)^3 - \frac{1}{8} \tilde{L}^3 \right] \right\} dx,$$

а  $M(\tilde{L}, \rho)$  приведем в асимптотике для малых значений кривизны

$$M(\tilde{L}, \rho)_{\rho \ll 1} = 3\tilde{L} \sin \tilde{L} + 3 \cos \tilde{L} - \frac{1}{4} \tilde{L}^2 - \frac{5}{4} \tilde{L}^2 \cos \tilde{L} - \frac{1}{4} \tilde{L}^3 \sin \tilde{L} - 3. \quad (4)$$

КПД генерации  $\eta$  находим, усредняя решение  $W$  системы (1), (2) по начальной фазе  $\varphi_1$ . Согласно (3), для линейного КПД ( $\alpha \ll 1$ ) имеем

$$\eta_1(\alpha, \rho, \tilde{L}) = \langle W \rangle_{\varphi_1} = \alpha^2 \rho^2 M(\tilde{L}, \rho), \quad \langle \rangle_{\varphi_1} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_1. \quad (5)$$

Зоны генерации ( $\eta > 0$ ) для произвольных параметров  $\alpha, \rho, \tilde{L}$  находятся численным интегрированием системы (1), (2). Первая зона показана на рис. 2 на плоскости параметров  $\tilde{L}, \rho$ .

$\rho$  при  $\alpha=0.1$ , здесь же приведены расчетные значения КПД для различных значений кривизны. Максимальная ширина зоны оценивается по формуле (4) и составляет  $\sim 5$ . Для сравнения показана первая зона, соответствующая повороту линейного пучка внутри резонатора (рис. 1, а). Как видно, в кольцевой геометрии растут КПД, ширина полосы генерации и сдвигаются значения  $\bar{L}$  для максимальных КПД.

Для кольца в нелинейном режиме оптимальные значения параметров и КПД в зависимости от параметра  $\alpha$  показаны на рис. 3. Сравнение полученных оптимальных параметров с соответствующими значениями из [1] показывает, что при фиксированном  $\alpha$  оптимальные значения кривизны совпадают, приведенная длина для кольца равна удвоенной из [1], а значение КПД в оптимуме примерно в три раза выше для кольца. Такое отличие объясняется тем, что в случае кольца электрон дольше движется в области резонанса с волной ( $\tilde{x}' \sim 0$ ).

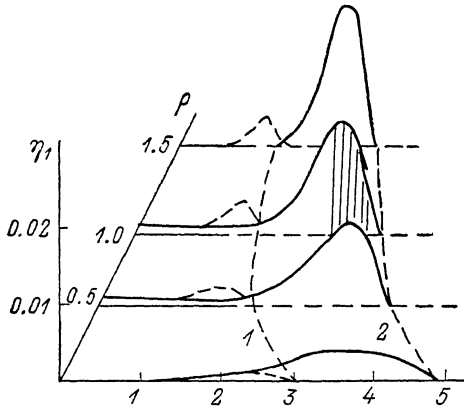


Рис. 2. КПД  $\eta(\alpha, \rho, \bar{L})$  для  $\alpha=0.1$  и зона генерации ( $\eta_1 > 0$ ) для поворота линейного пучка (1) и для кольца (2).

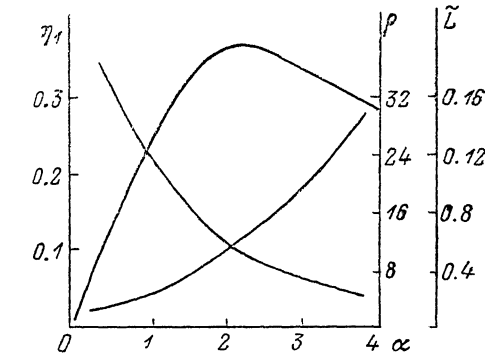


Рис. 3.

поскольку фазовый сдвиг его относительно волны, связанный с кривизной, мало меняется в этой области (мал член  $\rho^2 \tilde{x}'^2$  в уравнении (2)). В действительности КПД уменьшается из-за реальной геометрии поля в резонаторе и изменения формы траектории, которые здесь не учитывались.

При анализе многократного прохождения электронов через резонатор ограничимся случаем бесконечно тонкого кольца с начальной энергией  $\gamma_1$  и радиусом  $R_1$  и одной гармонической поля с частотой  $\omega$ . Длину взаимодействия с волной  $L$  будем считать много меньшей длины окружности, тогда потери энергии при многократном прохождении происходят, как в одной точке.

Пусть на  $i$ -том обороте ( $i=1, 2, 3 \dots$ ) электрон с энергией  $R_i$  на радиусе  $R_i$  входит в резонатор в фазе  $\varphi_i$  относительно синхронной волны. В резонаторе его энергия меняется скачком до значения  $\gamma_{i+1}$ , а фаза остается неизменной. Вне резонатора электрон движется по окружности, на которой его энергия не меняется, а фаза волны изменяется линейно со временем, так что на новом входе имеем

$$\varphi_{i+1} = \varphi_i + 2\pi \frac{\omega}{\omega_H(\gamma_{i+1})} = \varphi_i + 2\pi s \frac{\gamma_{i+1}}{\gamma_1}, \quad (6)$$

$$\gamma_{i+1} = \gamma_i (1 - W_i), \quad W_i = W(\tilde{x}_i, \varphi_i), \quad (7)$$

где  $2\pi/\omega_H(\gamma_{i+1})$  — период обращения с энергией  $\gamma_{i+1}$ ;  $s = \omega/\omega_{H1}$ ;  $W_i$  — относительные потери энергии, которые даются решением системы (1), (2) при  $\bar{L} = \tilde{x}_i$  и  $\varphi_1 = \varphi_i$ ;  $\tilde{x}_i$  — приведенная длина хорды окружности радиуса  $R_i$  (рис. 1, б)

$$\tilde{x}_i = \frac{k}{\gamma_i^2} \sqrt{R_i^2(\gamma_i^2 - 1)/(\gamma_i^2 - 1) - D^2}, \quad D = \sqrt{R_i^2 - \frac{1}{4}L^2}.$$

Пользуясь (7), представим  $\gamma_{i+1}/\gamma_1$  в виде произведения

$$\frac{\gamma_{i+1}}{\gamma_1} = \prod_{k=1}^i (1 - W_k). \quad (8)$$

Из (3)–(8) получаем рекурсивную формулу для величин  $W_i$ ,  $\varphi_i$

$$W_i = \alpha \rho m_i \sin(\varphi_i + \delta_i) + \eta_1(\alpha, \rho, \tilde{x}_i), \quad (9)$$

$$\varphi_{i+1} = \varphi_i + 2\pi s \sum_{j=1}^i \left[ 1 - \prod_{j=1}^i (1 - W_j) \right], \quad (10)$$

где  $m_i = m(\tilde{x}_i)$ ,  $\delta_i = \delta(\tilde{x}_i)$  — медленные функции  $\tilde{x}_i$ ,  $\eta_1$  — «линейный» однопроходный КПД. Усредняя (9) по  $\varphi_1$ , имеем

$$\langle W_i \rangle_{\varphi_1} = \alpha \rho m_i \langle \sin(\varphi_i + \delta_i) \rangle_{\varphi_1} + \eta_1(\alpha, \rho, \tilde{x}_i). \quad (11)$$

Введем функцию распределения по фазам  $f(\varphi_i)$  на  $i$ -том входе в резонатор, тогда

$$\langle W_i \rangle_{\varphi_1} = \langle f(\varphi_i) W_i \rangle_{\varphi_i}. \quad (12)$$

Если распределение  $f(\varphi_i)$  равномерное, то из (9) и (12) получаем

$$\langle W_i \rangle_{\varphi_1} = \eta_1(\alpha, \rho, \tilde{x}_i). \quad (13)$$

За время движения вне резонатора фаза волны возрастает на большую величину  $\sim s$ . Из-за фазового перемешивания электронов распределения  $f(\varphi_i)$  мало отличаются от равномерного. Первый член в (11) (осциллирующий интеграл) связан с отклонениями распределения от равномерного вследствие группировки частиц на свободном участке и мал по сравнению с модулем  $\eta_1$ . Оценка по методу перевала для  $i=2$  показывает, что параметр малости  $\sim 1/\sqrt{s}$ .

Значения многооборотного КПД, пользуясь (8) и малостью величин  $W_i$ , представим в виде

$$\eta_N \equiv \left\langle 1 - \frac{\gamma_N}{\gamma_1} \right\rangle_{\varphi_1} = 1 - \left\langle \prod_{i=1}^{N-1} (1 - W_i) \right\rangle_{\varphi_1} \simeq \sum_{i=1}^{N-1} \langle W_i \rangle_{\varphi_1}. \quad (14)$$

Пренебрегая полностью эффектами группировки, из (13) и (14) получаем, что изменение  $\eta_N$  связано только с сжатием кольца

$$\eta_N = \sum_{i=1}^{N-1} \eta_1(\alpha, \rho, \tilde{x}_i) \quad (15)$$

(см. рис. 2, случай  $\rho=1$ ).

При выборе начальных условий в первой зоне генерации ( $\eta_1(\alpha, \rho, \tilde{x}_1) > 0$ ) всегда имеет место монотонное уменьшение приведенной длины до выхода кольца из резонатора. При этом  $\eta_N$  достигает максимального значения  $\eta_{\text{выход}}$  при некотором  $N=N_{\text{выход}}$ , определяющем длительность излучаемого импульса. Например, при  $\alpha=0.1$ ,  $\rho=1$ ,  $\tilde{x}_1=2.5$  имеем  $\eta_1 \sim 1\%$ ,  $\eta_{\text{выход}} \sim 5\%$  при  $N_{\text{выход}}=10$ .

При старте около максимума  $\eta_1(\tilde{x})$  на первых оборотах КПД возрастает приблизительно линейно

$$\eta_N \simeq N \eta_1^*(\alpha, \rho), \quad \eta_1^*(\alpha, \rho) = \max_{\tilde{x}} \eta_1(\alpha, \rho, \tilde{x}). \quad (16)$$

Для учета нелинейных явлений группировки электронов вне резонатора движение одного электрона исследовалось численно с использованием выражений (6), (7) примерно для 10 оборотов. Значения  $\eta_N$  вычислялись по точной формуле

$$\eta_N = \left\langle 1 - \frac{\gamma_1}{\gamma_1} \right\rangle_{\varphi_1}.$$

Результаты численного моделирования показаны на рис. 4.

Оценку энергетических возможностей мазера сделаем для числа электронов в кольце  $N_e=10^{13}$ , радиус кольца  $R_1=4$  см и генерации в максимуме спектра спонтанного излучения  $\lambda=4\pi R_1/\gamma_1^2$ ,  $\rho \sim 4$ .

В стационарном режиме напряженность поля в резонаторе (параметр  $\alpha$ ) определяется балансом мощностей: отдаваемой электронами в резонатор и излучаемой

$$W_{\text{отд}} = W_{\text{изл}}, \quad (17)$$

$$W_{\text{отд}} = N_e \gamma_1 m c^2 \frac{\gamma_1 N}{NT} \approx N_e \gamma_1 m c^2 \eta_1(\alpha, \rho) / T$$

(мы приняли линейный рост КПД, согласно (16)). Здесь  $T \approx 2\pi R_1 / c$  — период обращения электрона,  $W_{\text{вэл}} = \omega \varepsilon / Q$ ,  $\varepsilon = \frac{k^2 A^2}{4\pi} L_p S$  — энергия поля,  $Q = k L_p / (1 - r_1 r_2)$  — добротность резонатора,  $L_p$  и  $S$  — длина резонатора и площадь зеркал,  $v_1$  и  $v_2$  — коэффициенты отражения зеркал. Из формулы (17) получаем

$$N_e = \frac{1}{8r_0} (1 - v_1 v_2) S \frac{\gamma_1^5}{R_1} \frac{\mu_1(\alpha, \rho)}{\alpha^2}, \quad (18)$$

где  $r_0 = 2.8 \cdot 10^{-13}$  см.

Для отыскания стартового числа частиц  $N_e^{\text{st}}$  подставляем в (18) «линейное» приближение  $\gamma_1$  из выражения (5). Принимая для оценки  $\rho \sim 4$ ,  $M \sim 1$ , имеем  $\eta_1(\alpha, \rho) / \alpha^2 \sim 16$  и соответственно

$$N_e^{\text{st}} = \frac{2}{r_0} (1 - v_1 v_2) S \frac{\gamma_1^5}{R_1}. \quad (19)$$

Выберем  $v_1 \sim 1$ ,  $v_2 \sim 0.9$  и  $S = 0.1$ , чему соответствует добротность  $\sim 10^4$  в субмиллиметровом диапазоне и  $\sim 10^3$  в миллиметровом. Для  $\gamma_1 = 8-9$  ( $\lambda \sim 0.5$  мм) стартовое число частиц, полученное из (19), примерно вдвое меньше рабочего. Такому режиму соответствуют малые значения КПД и излучаемые мощности порядка 10–100 кВт. В миллиметровом диапазоне ( $\gamma_1 \sim 5$ ) из (18), (19) получаем  $N_e / N_e^{\text{st}} \sim 10$ , а величину  $\alpha$  определяем из (18), вычисляя функцию  $\eta_1(\alpha, \rho)$  численно ( $\alpha \sim 0.1$ ). Соответствующее значение КПД из (5) 1–2%, излучаемая мощность 10–100 МВт.

Авторы выражают благодарность В. Л. Братману, Н. С. Гинзбургу, И. В. Кузнецову за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. 298 с.  
 [2] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 3. С. 479–487.  
 [3] Саранцев В. П., Перельштейн Э. А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979. 30 с.

Поступило в Редакцию  
3 ноября 1987 г.

### ФОРМИРОВАНИЕ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ДИОДАХ С МНОГОЛЕЗВИЙНЫМИ КАТОДАМИ

Э. Н. Абдуллин, В. Т. Астрелин, С. Я. Беломытцев,  
С. П. Бугаев, С. В. Логинов

Возможности формирования широкоапертурных сильноточных электронных пучков в вакуумном диоде в отсутствие внешних магнитных полей ограничены влиянием собственного магнитного поля пучка. Известно [1], что для диода с плоским катодом уже при нерелятивистских напряжениях  $V \sim \frac{mc^2}{e} \frac{d}{R}$  ( $d$  — межэлектродный зазор,  $R$  — радиус катода) траек-