

01; 09; 10

© 1990 г.

КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ТРАЕКТОРИЯМИ, ИНВАРИАНТНЫМИ ОТНОСИТЕЛЬНО ПРОДОЛЬНЫХ СДВИГОВ

С. Г. Арутюнян, М. Р. Маилян, Р. В. Туманян

Рассмотрено когерентное излучение вдоль выделенного направления системы частиц, движущихся по траекториям, инвариантным относительно сдвигов вдоль данного направления. Исследовано несколько классов таких траекторий, соответствующих движению частиц в ведущих магнитных полях различной симметрии. Показано, что возможно получение когерентного излучения в одном направлении от сколь угодно длинных, определенным образом промодулированных по скоростям пучков в случае, когда ведущее поле однородно вдоль направления излучения. Определены допуски на угловые разбросы частиц относительно когерентных направлений скоростей.

Введение

Излучение системы нерелятивистских заряженных частиц полностью когерентно, если эти частицы заключены в сгустке с размерами порядка длины волны излучения. В релятивистском случае излучение сосредоточивается в основной конус с раствором угла $\sim \gamma^{-1}$ (γ — лоренц-фактор частиц) относительно направления скорости [1]. Если собирать излучение только в одном направлении, то условие когерентности значительно ослабляется. В [2] рассмотрено излучение системы зарядов, влетающих в бесконечный слой однородного поля либо вещества. Показано, что для каждой точки наблюдения существует такая поверхность, с которой заряды излучают когерентно. Лишь продольный размер сгустка по-прежнему ограничивается длиной волны.

Продольный размер сгустка можно увеличить, если потребовать, чтобы векторы скоростей излучающих частиц и, следовательно, направления конусов излучения совпадали в запаздывающие моменты времени [3]. При этом образуется движущееся со скоростью света интерференционное «пятно», где когерентно складываются поля жесткой части излучения разных частиц. В [3] рассмотрен случай синхротронного излучения, причем исследование ведется на основе изучения пространственной картины лиенар-вихертского поля [4, 5].

В данной работе использовано спектрально-угловое разложение излучения и проведен более общий анализ условий когерентности на классе криволинейных траекторий, обладающих трансляционной инвариантностью вдоль одного или нескольких направлений.¹ Подробно исследованы модели однородного поля (три направления трансляционной инвариантности) и «сендвича» из двух слоев магнитного поля с осью, лежащей в единственной нейтральной плоскости ведущего поля (два направления трансляционной инвариантности, причем одно из них совпадает с направлением когерентного излучения). Показано, что при существовании продольной трансляционной инвариантности возможно получение когерентного излучения в одном направлении (в угловом растворе, много меньшем γ^{-1}) от длинных пучков. Определены допуски на угловые разбросы ча-

¹ Под трансляционной инвариантностью подразумевается обусловленное определенной симметрией ведущего поля существование траекторий, сдвинутых относительно друг друга на произвольные постоянные векторы.

стиг центральные когерентные направлений скоростей. Приведено выражение для коэффициента полезного действия излучателя с однородным магнитным полем, определенного как отношение полной излученной энергии к энергии пучка.

1. Спектрально-угловое распределение интенсивности излучения N заряженных частиц, движущихся по траекториям $\mathbf{r}_i(t)$ ($i = 1, 2, \dots, N$), записывается в виде

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^2} \left| \sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{n} \times \beta_i] \exp \{i\omega(t - \mathbf{n}\mathbf{r}_i/c)\} dt \right|^2, \quad (1)$$

где $\beta_i c = d\mathbf{r}_i/dt$, ω и \mathbf{n} — частота и направление излучения, $d\omega$ — элемент телесного угла в направлении \mathbf{n} .

Излучение полностью когерентно, если сумма в выражении (1) пропорциональна N , так что интенсивность излучения $\propto N^2$.

Условие выполнения когерентности ищем для N частиц, движущихся по траекториям, отличающимся от некоторой базовой траектории $\mathbf{r}_0(t)$ сдвигами на постоянные векторы \mathbf{a}_i ,

$$\mathbf{r}_i(t) = \mathbf{r}_0(t - \tau_i) + \mathbf{a}_i. \quad (2)$$

В рассматриваемых статических ведущих полях частицы могут проходить вдоль одной и той же траектории со сдвигом по времени (дополнительный параметр τ_i описывает этот допустимый произвол).² Базовой траекторией может быть выбрана любая из системы (2), при этом произойдет лишь переопределение постоянных τ_i , \mathbf{a}_i . Допустимая область изменения векторов \mathbf{a}_i зависит от симметрии ведущих полей. Например, в однородном магнитном поле возможны сдвиги \mathbf{a}_i .

Для системы частиц с траекториями (2) выделяется излучение одной частицы $d^2 I_0/d\omega d\omega$ и интерференционный множитель \mathcal{R} :

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\omega} = \frac{d^2 I_0}{d\omega d\omega} \left| \sum_{i=1}^N \exp \{i\omega(\tau_i - \mathbf{n}\mathbf{a}_i/c)\} \right|^2 \equiv \frac{d^2 I_0}{d\omega d\omega} \mathcal{R}, \quad (3)$$

Множитель \mathcal{R} при всех ω равен N^2 , т. е. излучение имеет когерентный характер, если

$$\tau_i = (\mathbf{n}_0 \mathbf{a}_i)/c, \quad (4)$$

где \mathbf{n}_0 — заданное направление излучения.³

Формула (4) представляет условие синхронизации запаздывающих положений излучающих частиц по световому сигналу, движущемуся вдоль \mathbf{n}_0 .⁴ Выражение (4), представленное в (2) для каждого значения параметра \mathbf{a} , определяет траекторию вида

$$\mathbf{r}(t, \mathbf{a}) = \mathbf{r}_0(t - \mathbf{n}_0 \mathbf{a}/c) + \mathbf{a}, \quad (5)$$

причем каждой такой траектории соответствует единственный вектор сдвига \mathbf{a} . В пространстве скоростей соответствующее (5) преобразование задает одномерную линию. В случае однородного магнитного поля (допустимы произвольные \mathbf{a}) в любой момент времени множество идеально когерентно излучающих частиц занимает лишь трехмерный объем в шестимерном пространстве. Все частицы реального пучка таким условиям удовлетворять не могут, допуски выражения

² В четырехмерном пространстве преобразованию (2) соответствует сдвиг мировой линии частицы на 4-вектор $(c\tau_i, \mathbf{a}_i)$.

³ Если в спектре излучения одной частицы выделена частота ω_0 , то условия когерентности удовлетворяются при более общей зависимости $\tau_i = (\mathbf{n}_0 \mathbf{a}_i)/c + 2\pi j/\omega_0$, $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

⁴ Для синхротронного излучения, например, каждая частица дает вклад в пространственно локализованный пакет излучения в интервале времени прохождения ею этого пакета. Поскольку ширина пространственной локализации жесткой части $\sim \bar{R}\gamma^{-3}$ [3, 4] (\bar{R} — средний радиус кривизны траектории), то это время $\sim \bar{R}c^{-1}\gamma^{-1}$, т. е. совпадает с временем формирования излучения [6].

(1) на отклонение от идеальных условий для системы частиц, движущихся в однородном магнитном поле, будут определены в разделе 4.

2. Рассмотрим ограничения на α , связанные с симметрией ведущего магнитного поля. Произвольные α допустимы в однородном магнитном поле, где траектории движения представляют винтовые линии. Класс когерентных траекторий можно определить базовой траекторией $\mathbf{r}_0(t)$ вида

$$\mathbf{r}_0(t) = \{R_0 \sin \Omega_0 t, R_0 \cos \Omega_0 t, \beta_z^0 ct\}, \quad (6)$$

где $R_0 = \beta_{\perp}^0 mc^2 \gamma_0 / eH$, $\Omega_0 = eH / mc \gamma_0$, β_z^0 и β_{\perp}^0 — продольная и поперечная составляющие скорости, H — величина направленного вдоль оси z ведущего магнитного поля.

Множество когерентно излучающих вдоль этой же оси частиц, расположенных на одном цилиндре, образует винтовую линию, намотанную в обратном по отношению к траекториям частиц направлении с углом намотки φ_H : $\operatorname{tg} \varphi_H =$

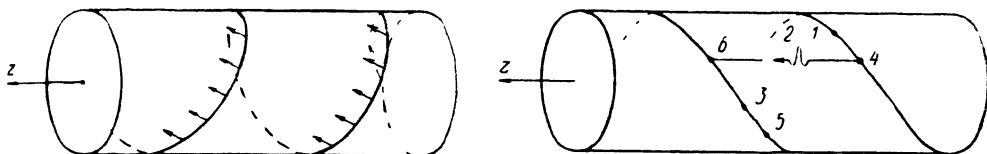


Рис. 1. Одновременное расположение частиц, движущихся по когерентным траекториям.

Представленные траектории расположены на одном цилиндре, направления движения частиц указаны стрелками.

Тангенс угла намотки траекторий равен $\beta_{\perp}^0 / \beta_z^0$, тангенс угла намотки изображенной линии равен $\beta_{\perp}^0 / (1 - \beta_z^0)$.

Рис. 2. Синхронизация световым сигналом излучающих запаздывающих положений частиц, движущихся вдоль оси z .

Точки 1, 3 — положения частиц и локализованного пакета излучения 2 в момент времени наблюдения; 4, 5 — запаздывающие по моменту времени излучения частицы 1 положения обеих частиц. В точке 6 произойдет столкновение пакета излучения с частицей 3.

$= \beta_{\perp}^0 / (1 - \beta_z^0)$ (рис. 1). Например, в момент времени $t=0$ положения частиц описываются параметром τ следующим образом:

$$\mathbf{r}(t=0, \tau) = \{-R_0 \sin \Omega_0 \tau, R_0 \cos \Omega_0 \tau, \tau c(1 - \beta_z^0)\}. \quad (7)$$

Остальные когерентные траектории в этот момент времени образуются поперечными сдвигами этого цилиндра.⁵

На рис. 2 показана схема синхронизации запаздывающих положений частиц световым сигналом, обеспечивающая когерентное сложение излучения.

Класс траекторий в кусочно-постоянных магнитных полях с плоскими границами, нормальными к некоторому вектору ϵ , определяется в зависимости от соотношения $\mathbf{n}_0 \epsilon = 0$ дает случай плоского ондулятора с перпендикулярными к его оси нейтральными плоскостями магнитного поля, подробно рассмотренный, например, в [7]. Поскольку здесь невозможны сдвиги траекторий вдоль оси ондулятора, то возникают жесткие ограничения на продольный размер пучка.

Возможен ондулятор другого типа, а именно с осью, лежащей в нейтральной плоскости магнитного поля (рис. 3, а). Здесь допустимы произвольные сдвиги траекторий вдоль этой плоскости. Траекторию $\mathbf{r}_0(t)$ запишем в виде

$$\mathbf{r}_0(t) = \rho_0 \left\{ (-1)^p \left[\cos \left(\Omega_0 t - \frac{2p+1}{2} \alpha \right) \right] - \cos \frac{\alpha}{2}, 0, \right. \\ \left. \sin \left(\Omega_0 t - \frac{2p+1}{2} \alpha \right) + (2p+1) \sin \frac{\alpha}{2} \right\}, \quad (8)$$

⁵ Как «посадить» частицы на когерентные траектории? Определение подходящих граничных условий на координаты и скорости частиц в момент влета в область магнитного поля излучателя существенно зависит от вида границы этой области. Например, в модели однородного магнитного поля с плоской границей $z=0$ вдоль оси z когерентно будут излучать все частицы, влетающие в момент времени t со скоростями $\beta_{\perp}^0(t/(1-\beta_{\perp}^0))$ независимо от места влета, — своеобразный крутящийся косо «дождь» частиц, где $\beta_{\perp}^0(t)$ определяется дифференцированием (6) по времени.

где $\rho_0 = mc^2 \beta_0 \gamma_0 / eH$; $\Omega_0 = eH / mc \gamma_0$; α — угол дуги траектории, определенного знака кривизны; $p = [\Omega_0 t / \alpha]$; $[A]$ — целая часть числа A .

Здесь область изменения векторов сдвига двумерная, поэтому одномоментное расположение частиц, движущихся по когерентным траекториям, также образует поверхность. Сечение этой поверхности плоскостью $y=0$ в момент времени $t=0$ представляется выражением

$$r(t=0, \tau) = \rho_0 \left\{ (-1)^{-(p+1)} \left[\cos \left(\Omega_0 \tau - \frac{2p+1}{2} \alpha \right) - \cos \frac{\alpha}{2} \right], 0, \right. \\ \left. - \sin \left(\Omega_0 \tau - \frac{2p+1}{2} \alpha \right) - (2p+1) \sin \frac{\alpha}{2} + \frac{\tau c}{\rho_0} \right\}, \quad (9)$$

где $p = [\Omega_0 \tau / \alpha]$.

Формула (9) описывает периодическую вдоль оси z линию с периодом $2\rho_0 (\alpha / \beta_0 - 2 \sin \alpha/2)$, причем на каждом полупериоде это часть укороченной циклоиды. Основной вклад в излучение при $\alpha > \gamma_0^{-1}$ дают частицы с $|\Omega_0 \tau - (2p +$

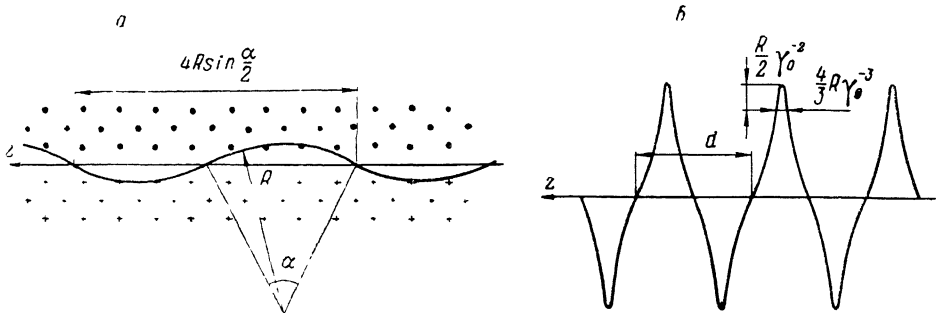


Рис. 3.

a — ондулятор с осью z , лежащей в нейтральной плоскости магнитного поля. Здесь существует трансляционная инвариантность траекторий вдоль оси z . Период траектории равен $4R \sin \alpha/2$, где α — угол дуги траектории с кривизной определенного знака. *б* — одномоментное расположение частиц. Период конфигурации частиц $d = 2R(\alpha/\beta - 2 \sin(\alpha/2)) \ll 4R \sin(\alpha/2)$ для $\alpha \ll 1$, $\beta \sim 1$, поэтому потребовалось увеличение масштаба по сравнению с рис. 3, *a*. Указаны характерные размеры когерентно излучающих в данный момент времени частиц на «горбиках» с шириной $\sim 4R\gamma_0^{-3}/3$ на высоте $\sim R\gamma_0^{-2}/2$ от его вершины.

$+1) \alpha/2 \mid \ll \gamma_0^{-1}$ (этот параметр определяет длину зоны формирования синхротронного излучения). Такие частицы сосредоточены на «горбике» знакоопределенной кривизны с шириной $\sim 4\rho_0\gamma_0^{-3}/3$ на расстоянии $\sim \rho_0\gamma_0^{-2}/2$ от вершины «горбика» с минимальным радиусом кривизны $\sim \rho_0\gamma_0^{-4}/4$ (рис. 3, б).

При $\alpha > \gamma_0^{-1}$ ситуация соответствует случаю поляризованного когерентного сложения полей синхротронного излучения, рассмотренному в [3], где когерентность также обеспечивалась продольным зависящим от фазы прохождения частиц сдвигом траекторий.

Условия когерентного излучения во всем диапазоне характерных частот соответствуют образованию интерференционных максимумов поля в определенных областях пространства, где складываются и электрическая, и магнитная компоненты поля. Эта область, не распадаясь, перемещается со скоростью света. Асимптотическая формула излучения (1), однако, не определяет такие кратковременные «вспышки» в доволновой зоне, когда складывается только одна компонента поля, либо электрической, либо магнитной. Такие области «вспышек» в дальнейшем распадаются. Для их определения требуется знание пространственной картины поля на конечных от излучателя расстояниях [4, 5].

3. Рассмотрим изменение интерференционного множителя \mathcal{R} в (3) в направлениях \mathbf{n} , отличных от \mathbf{n}_0 . С учетом (5) для \mathcal{R} имеем выражение

$$\mathcal{R}(\mathbf{n}, \omega) = \left| \sum_{i=1}^N \exp \{ i\omega \mathbf{a}_i(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0)/c \} \right|^2 \quad (10)$$

порядка N^2 , если $\mathbf{a}_i(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0) \ll \lambda/2\pi$, где λ — предельная в спектре излучения длина волны. Параметризовав $\mathbf{n} = \hat{z} \cos \theta + \hat{x} \sin \theta$, $\mathbf{n}_0 = \hat{z}$, $\hat{z}\hat{z}=0$, $|\hat{x}|=1$, полу-

чим вытекающие при малых углах θ ограничения на продольную a_z и поперечную a_{\perp} компоненты вектора \mathbf{a}

$$|a_z| \ll \lambda \theta^{-2}/2\pi, \quad |a_{\perp}| \ll \lambda \theta^{-1}/2\pi. \quad (11)$$

Заметим, что условия когерентности излучения пучка в конусе с раствором угла θ в случае, если τ_i не связываются с a_i (например, $\tau_i=0$), вместо (11) дают

$$|a_z| \ll \lambda/2\pi, \quad |a_{\perp}| \ll \lambda \theta^{-1}/2\pi. \quad (12)$$

При $\theta \rightarrow 0$ в формулах (11) допустимы произвольные a_z и a_{\perp} , в формулах же (12) только a_{\perp} . Заметим, однако, что поперечные компоненты a_{\perp} на самом деле ограничены условием того, что наблюдение излучения ведется на конечном расстоянии D

$$|a_{\perp}| \ll D\theta, \quad (13)$$

т. е. допустимые поперечные размеры пучка всегда меньше $\min(\lambda \theta^{-1}, D\theta)$.

Для ультрарелятивистских пучков все излучение будет когерентным, если условия (11) будут выполнены при $\theta \sim \gamma^{-1}$.

4. Максимальная размерность объема в фазовом пространстве, занятом идеально когерентными траекториями (достигаемая в однородном магнитном поле), равна трем. Для полей с меньшей симметрией размерность этого объема соответственно ниже. Реальный пучок в каждый момент времени занимает объем в шестимерном фазовом пространстве, т. е. для оставшихся переменных следует определять по функционалу интенсивности (1) допустимые отклонения от идеально когерентных траекторий.

В дальнейшем рассматриваются релятивистские пучки, когда характерные длины излучаемых волн много меньше геометрических параметров траекторий. В этом случае изменения траекторий по сравнению с когерентными наиболее существенно сказываются в экспонатах суммы (1): сюда дают вклад изменения порядка характерной длины волны излучения.

Введем поправку $\Delta \mathbf{r}(t)$ произвольной исследуемой траектории $\mathbf{R}(t)$ относительно близкой идеальной

$$\mathbf{R}(t) = \mathbf{r}_0(t - n_0 a/c) + \mathbf{a} + \Delta \mathbf{r}(t). \quad (14)$$

Параметры \mathbf{a} здесь следует выбрать из области допустимых такими, чтобы отклонение $\Delta \mathbf{r}(t)$ было минимальным. Излучение когерентно в направлении \mathbf{n} , если

$$\left| \frac{\omega}{c} \mathbf{n} \Delta \mathbf{r}(t) \right| \ll 1 \quad (15)$$

в течение всего времени пролета частицами излучателя. Для направлений \mathbf{n} , близких к \mathbf{n}_0 , условие (15) выполняется, если

$$\frac{\omega}{c} \left| \Delta \mathbf{r}_{\perp}(t) \right| \theta \ll 1, \quad \frac{\omega}{c} \left| \Delta r_z(t) \right| \ll 1, \quad (16)$$

где $\Delta \mathbf{r}(t) = \hat{z} \Delta r_z(t) + \hat{x} \left| \Delta \mathbf{r}_{\perp}(t) \right|$.

Анализ условий (16) можно провести полностью, если известно общее решение уравнений движения частиц в ведущих полях излучателя.

Рассмотрим подробно случай однородного магнитного поля. Произвольная траектория здесь записывается в виде

$$\mathbf{R}(t) = \{A_x + R \sin \Omega(t - T), A_y + R \cos \Omega(t - T), A_z + \beta_z ct\}, \quad (17)$$

где \mathbf{A} и T — постоянные, $R = \beta_{\perp} \gamma m c^2 / eH$, $\Omega = eH / mc \gamma$, $\beta_z c$ и $\beta_{\perp} c$ — продольная и поперечная составляющие скорости частицы βc , $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Выбор подходящих параметров \mathbf{a} , определяющих идеальную когерентную траекторию, относительно которой сравнивается (17), произведем по условию $\Delta \mathbf{r}(t_B) = 0$, t_B — момент влета частицы в магнитное поле. Для $\Delta \mathbf{r}(t)$ получим

$$\Delta \mathbf{r}(t) = \{R[\sin \Omega(t-T) - \sin \Omega(t_B - T)] + R_0[\sin \Omega_0(t_B - \tilde{T}) - \sin \Omega_0(t - \tilde{T})], R[\cos \Omega(t-T) - \cos \Omega(t_B - T)] + R_0[\cos \Omega_0(t_B - \tilde{T}) - \cos \Omega_0(t - \tilde{T})], c(\beta_x - \beta_x^0)(t - t_B)\}, \quad (18)$$

где $\tilde{T} = [A_x + ct_B(\beta_x - \beta_x^0)]/c$, $\Omega_0 = eH/mc\gamma$, γ_0 , $\beta_x^0 c$, $\beta_{\perp}^0 c$ — лоренц-фактор и значения компонент скорости идеальной частицы.

Траектория $\mathbf{R}(t)$ совпадает с идеальной по всей длине, если

$$\beta_{\perp} = \beta_{\perp}^0, \quad \gamma = \gamma_0, \quad T = A_x/c. \quad (19)$$

Введем три параметра, определяющие отклонения от идеальных условий (19),

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{\perp} &= \beta_{\perp} - \beta_{\perp}^0, \quad \Delta\gamma = \gamma - \gamma_0, \\ \Delta T &= T - A_x/c + \Delta\beta_{\perp} t_B \beta_{\perp}^0 / \beta_x^0 - \\ &- [A_x/c - t_B(1 - (1/\beta_x^0)^2)] / \gamma_0 \Delta\gamma. \end{aligned} \quad (20)$$

Выбор ΔT в приведенном виде дает зависимость $|\Delta \mathbf{r}_{\perp}(t)|$ только от разности $t - t_B$. Подставив (20) в формулу (18) и разложив по малым $\Delta\beta_{\perp}$, $\Delta\gamma$, ΔT , получим в соответствии с (16)

$$\frac{\Delta\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}^0} \ll \frac{\lambda}{L} \min \{M\theta^{-1}\varphi^{-1}, \varphi^{-2}/2\pi\},$$

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} \ll \frac{\lambda}{L} \min \{\theta^{-1}\varphi^{-1}, (\beta_x^0 \gamma_0)^2 / 2\pi\},$$

$$\Omega_0 \Delta T \ll \frac{\lambda M}{L} \theta^{-1} \varphi^{-1}, \quad (21)$$

где L — длина излучателя; M — число оборотов, совершаемое частицей в излучателе; $\varphi = \beta_{\perp}^0 / \beta_x^0$ — величина порядка угла намотки траектории при $\beta_{\perp}^0 / \beta_x^0 \ll 1$. Вторые условия в фигурных скобках получены из ограничений на продольную компоненту Δr_x .

Для φ следует выбрать значение $\sim \gamma_0^{-1}$, так как только в этом случае выбранная ось излучения попадает в конус излучения с раствором угла $\sim \gamma_0^{-1}$. Положим для характерной длины волны излучения λ величину $\lambda = L\gamma^{-2}$, где $L = \tilde{L}/M$ — длина периодичности траектории. При этом на величины $\Delta\beta_{\perp}$, $\Delta\gamma$, $\Delta T\Omega_0$ для $\theta \ll \gamma_0^{-1}$ получаются достаточно слабые ограничения

$$\frac{\Delta\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}^0} \ll \frac{1}{2\pi M}, \quad \frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} \ll \frac{1}{2\pi M}, \quad \Delta T\Omega_0 \ll 1. \quad (22)$$

При равных β_x^0 и γ_0 более жесткие допуски получаются для достаточно длинных излучателей.

5. Оценим полную интенсивность излучения когерентно излучающих в однородном магнитном поле частиц. Ограничения (22) на угловые расходимости скоростей считаем выполненными.

Основной параметр когерентности интерференционный множитель \mathcal{R} , пропорциональный квадрату числа частиц сгустка N , можно увеличить, если использовать промодулированные по скоростям пучки с продольным размером l , большим длины волны излучения λ . В этом случае когерентное излучение формируется в конусе с раствором угла θ , меньшим γ_0^{-1} . Допустимый продольный размер сгустка и угол θ , как видно из (7) и (11), связаны соотношением

$$l \approx \frac{\lambda}{2\pi} \theta^{-2} \gamma_0^{-2}. \quad (23)$$

Определяя отсюда θ , найдем, что поперечный размер сгустка равен

$$a_{\perp} \approx \gamma_0 \sqrt{\frac{l\lambda}{2\pi}}. \quad (24)$$

Максимальное число когерентно излучающих частиц определяется допустимыми размерами сгустка и плотностью частиц μ

$$N = \frac{1}{2\pi} \mu \lambda^2 \gamma_0^2. \quad (25)$$

Используя соотношение $\lambda = L\gamma_0^{-2}$, выразим величину ведущего магнитного поля H через λ

$$H = 10.702 \text{ кЭ} \cdot \beta_x^0 (\lambda/\text{см})^{-1} \gamma_0^{-1}. \quad (26)$$

Учитывая, что конус когерентного излучения меньше конуса с раствором угла $\sim \gamma_0^{-1}$, для полной интенсивности излучения получим выражение вида

$$I = \frac{1}{3\pi} e^2 c \mu^2 l^3 \lambda \gamma_0^4 \beta_1^{02} \beta_x^{02}, \quad (27)$$

где величина $\beta_1^0 \sim \gamma_0^{-1}$, $\beta_x^0 \sim 1$.

Коэффициент полезного действия k , определенный как отношение полной излученной энергии к энергии пучка, запишется в виде

$$k = \frac{2}{3} \mu r_e L \tilde{L} \gamma_0 \beta_1^{02} \beta_x^0. \quad (28)$$

Заметим, что формулы (27) и (28) получены в пренебрежении влияния поля излучения на динамику частиц, которая приобретает вынужденный характер в случае приближения k к единице.

Приведем несколько числовых оценок для пучка с энергией электронов 51.1 МэВ ($\gamma_0=100$) и плотностью частиц в сгустке $\mu=10^{11} \text{ см}^{-3}$. Длину излуча-

λ , см	I , Вт	k	N	H , Э	l , см	a_{\perp} , см
1	$7.3 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1.59 \cdot 10^{14}$	$1.07 \cdot 10^3$	100	39.9
0.1	$7.3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1.59 \cdot 10^{13}$	$1.07 \cdot 10^3$	10	12.6
0.01	$7.3 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1.59 \cdot 10^{12}$	$1.07 \cdot 10^4$	1	4.0
10^{-3}	$7.3 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1.59 \cdot 10^{11}$	$1.07 \cdot 10^5$	0.1	1.3
10^{-4}	$7.3 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1.59 \cdot 10^{10}$	$1.07 \cdot 10^6$	0.01	0.4

теля положим $\tilde{L}=100$ см. Положим также $l=100 \lambda$ и рассмотрим различные λ . Результаты вычислений для величин I , k , N , H , l , a_{\perp} приведены в таблице.

Последние две строчки в таблице ($\lambda=10^{-3}$, 10^{-4} см), несмотря на значительную интенсивность излучения \sim ГВт, требуют больших магнитных полей. Проблематична также модуляция пучков по скоростям с глубиной $\sim 1-10$ мкм. Первая строчка ($\lambda=1$ см) определяет слишком большие размеры сгустка.

Предпочтительным представляется вариант $\lambda=0.01$ см с полным выходом когерентного излучения ~ 73 МВт и сантиметровыми размерами сгустка. Необходимое магнитное поле здесь ~ 10 кЭ. Энергетический разброс и точность на угловые характеристики скоростей должны быть на уровне $\sim 10^{-3}$ ($M=100$).

Полная интенсивность излучения увеличится при увеличении кратности модуляции сгустка по скоростям. Так, при тысячекратной модуляции ($l=1000 \lambda$) при тех же значениях параметров и длине волны $\lambda=0.01$ см достигаются $I \sim 73$ ГВт и $k \sim 0.2$.

Другой возможностью повышения интенсивности является увеличение плотности частиц сгустка. Ориентируясь на плотность частиц $\mu \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, достижимую в ускорителях интенсивных пучков электронов [8] (например, в ускорителе HERMES-II [9]), можно получить интенсивность излучения $I \sim 0.73$ МВт и $k \sim 0.02$ при десятикратной модуляции ($l=10 \lambda$) на длине волны $\lambda=0.01$ см.

Заметим, что для достижения плотности частиц 10^{12} см^{-3} и больше в излучателе не обязательно использовать столь же плотные пучки до ввода. Дело в том, что одномоментное расположение частиц в однородном магнитном поле (7) является кинематически сжатой конфигурацией объема пучка до ввода в излучатель. Это значит, что, вводя заранее «приготовленный» пучок в однородное

магнитное поле, можно получить излучающую сжатую «пружину» с гораздо большей плотностью, чем до ввода.

Авторы выражают искреннюю благодарность А. Ц. Амагуни за существенные замечания, уточнившие многие положения работы.

Список литературы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973.
- [2] Алексеев Г. А., Блюх П. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. VII. № 6. С. 1064—1073.
- [3] Арутюнян С. Г., Нагорский Г. А. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 8. С. 1494—1499.
- [4] Арутюнян С. Г. Препринт ЕФИ. № ЕФИ-387 (45)-79. Ереван, 1979.
- [5] Арутюнян С. Г. // УФН. 1986. Т. 150. № 3. С. 445—452.
- [6] Болотовский Б. М. // Тр. ФИАН. 1982. Т. 140. С. 95—140.
- [7] Корзмаян Н. А., Геворкян Л. А., Петросян М. Л. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 8. С. 1583—1597.
- [8] Абрамян Е. А., Альтеркоп Б. А., Кулешов Г. Д. Интенсивные электронные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- [9] Martin T. H. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1969. Vol. NS-16. N 3. P. 59—63.

Ереванский физический
институт

Поступило в Редакцию
4 января 1988 г.

В окончательной редакции
8 февраля 1989 г.