

чивается, а ту же самую частоту излучения можно получить, используя электроны значительно меньших энергий, поскольку при напряженностях внешнего магнитного поля $H \sim 10$ кЭ величина $\lambda_0 < 1$ см, в то время как в ондуляторах в силу особенностей конструкции знаменателя временного поля эта величина никогда не может быть меньше нескольких сантиметров. Все это позволяет сделать заключение о перспективности кредитрона для генерации когерентного излучения СВЧ субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987. [2] Deacon D. A. G., Elias L. R., Madey J. M. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. 38. P. 892 [3] Vinokurov N. A., Gluskin E. S., Kornukhin G. A. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1980. 177. P. 239. [4] Sprangle P., Tang C. M., Bernstein I. // Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 1775; Phys. Rev. 1983. A28. P. 2300. [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1960. [6] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974. [7] Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. М., 1977. [8] Диденко А. Н. // ДАН СССР. 1991. 317. С. 85. [9] Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. 44. С. 1593. [10] Диденко А. Н., Рошаль А. С. // Письма в ЖТФ. 1991. 17, № 19. С. 42.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 3

УДК 621.385

ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРИБОРАХ О-ТИПА

А. А. Кураев, Н. А. Кураев, А. К. Синицын *)

Учет сил пространственного заряда в релятивистских приборах СВЧ О-типа осложнен тем, что строгой теории взаимодействия ансамбля неравномерно движущихся релятивистских заряженных частиц не существует. На основе использования простейшей модели (тонкий релятивистский электронный поток (РЭП) без учета влияния металлических стенок) проведены исследования группирования электронов в области дрейфа и процесса усиления в ЛБВ О-типа с нерегулярной замедляющей системой. При этом показано, что: 1) при группировке часть энергии РЭП аккумулируется в сгустке в виде энергии взаимодействия, которая не совпадает с релятивистской потенциальной энергией и при токах порядка 200 А достигает 6–10% от полной энергии РЭП; 2) энергия взаимодействия приводит к «дефекту» КПД ЛБВ О-типа порядка 10%; 3) поправка, связанная с неравномерностью движения электронов, незначительна, следовательно, при расчете сил пространственного заряда в приборах О-типа можно пользоваться преобразованиями Лоренца.

Одним из мало изученных вопросов релятивистской электроники СВЧ является влияние сил пространственного заряда (а точнее — сил взаимодействия электронов) на процессы группировки и энергообмена в приборах О-типа. Еще более существенно то, что в современной физике отсутствует строгая теория взаимодействия заряженных релятивистских и ультрарелятивистских частиц при их неравномерном (ускоренном) движении. Между тем собственные поля электронов, как показывает решение модельных задач, могут весьма существенно влиять на энергетику взаимодействия прямолинейных релятивистских электронных потоков (РЭП) с электромагнитными полями.

*) Минский радиотехнический институт.

В данной работе на описанной ниже модельной задаче оценено влияние взаимодействия релятивистских электронов на процессы группирования в области дрейфа и усиления попутной волны в ЛБВ О-типа и показано, что аккумуляция энергии этого взаимодействия в РЭП приводит к «дефекту» КПД релятивистских приборов О-типа.

1. Уравнения движения релятивистских электронов с учетом их взаимодействия

Допустим, что тонкий прямолинейный РЭП в СВЧ приборе О-типа моделируется набором из n движущихся точечных заряженных частиц, вначале равномерно расположенных на периоде λ_w , соответствующем рабочей частоте ω :

$$\lambda_w = v_0 \cdot 2\pi/\omega = \beta_0 \lambda, \quad (1)$$

v_0 — начальная или средняя скорость электронов РЭП, $\beta_0 = v_0/c$, c — скорость света, λ — длина рабочей волны.

Заряд каждой крупной частицы

$$q = 2\pi I_0 / (\omega n), \quad (2)$$

I_0 — ток РЭП, а отношение заряда частицы к ее массе m такое же, как у электрона: $q/m = e/m_0$, e — заряд, m_0 — масса покоя электрона.

Определенные таким образом крупные частицы движутся прямолинейно одна за другой в поле возбуждаемой синхронной волны E_s и в электромагнитном поле, создаваемом всеми заряженными частицами. В такой одномерной модели магнитное взаимодействие крупных частиц отсутствует, имеет место только электрическое взаимодействие.

Рассмотрим модельную задачу, в которой РЭП имеет линейную структуру и пренебрежимо малый поперечный радиус. Если влияние проводящих стенок волновода не учитывается, для системы точечных частиц, движущихся одна за другой вдоль оси z , функцию Лагранжа можно записать в следующей форме [1]:

$$\begin{aligned} L/mc^2 = & - \sum_{i=1}^n \sqrt{1 - v_i^2/c^2} - \frac{e}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n \frac{q}{|z_i - z_j|} \left(1 - \frac{v_i v_j}{c^2}\right) - \\ & - \frac{e}{m_0 c^2} \sum_{i=1}^n [(A, v_i) - \Phi(z_i)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь v_i — скорости частиц, z_i — их координаты, Φ , A — соответственно скалярный и векторный потенциалы внешнего поля, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Исходя из определения функции Лагранжа (3), образуем полную энергию ансамбля частиц без внешних полей:

$$\begin{aligned} \frac{W}{mc^2} = & \frac{1}{mc^2} \left[\sum_{i=1}^n \frac{\partial L}{\partial v_i} v_i - L \right] = \\ = & \sum_{i=1}^n (1 - v_i^2/c^2)^{-1/2} + \frac{e}{m_0 c^2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n \frac{q}{|z_i - z_j|} \left(1 + \frac{v_i v_j}{c^2}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Первый член в (4) определяет полную кинетическую энергию ансамбля частиц, второй член описывает энергию взаимодействия электронов. Без множителя $(1+v_i v_j/c^2)$ эта составляющая соответствует релятивистской потенциальной энергии сгруппированных частиц [1].

Таким образом, энергию взаимодействия нельзя отождествлять с потенциальной, поскольку она зависит не только от взаимного положения, но и от взаимных скоростей частиц v_i, v_j . Будем обозначать энергию взаимодействия W_c , а потенциальную — W_c^0 .

Используя известные уравнения движения в форме Лагранжа [1]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial L}{\partial v_i} \right) = \frac{\partial L}{\partial z_i}, \quad i=1, \dots, n,$$

получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(v_i \gamma_i + \frac{e}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \frac{q v_j}{|z_i - z_j|} \right) = \\ = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 m_0} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \frac{q \operatorname{sgn}(z_i - z_j)}{(z_i - z_j)^2} (1 - \beta_j^2) - \frac{e}{m_0} E_s, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\gamma_i = 1/\sqrt{1 - \beta_i^2}$, $\beta_i = v_i/c$, E_s — силовое поле внешней волны.

После преобразований, учитывая (2), получим

$$\frac{\partial}{\partial t} (v_i \gamma_i) = -F_i - \frac{e}{m_0} E_s, \quad \frac{\partial z_i}{\partial t} = v_i, \quad (6)$$

где

$$F_i = \frac{e I_0}{m_0 \cdot 2\epsilon_0 \omega n} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \left[\frac{\operatorname{sgn}(z_i - z_j)}{(z_i - z_j)^2} (1 - \beta_j^2) - \frac{\partial v_j}{\partial t} \frac{1}{c^2 |z_i - z_j|} \right]. \quad (7)$$

В уравнении (6) F_i представляет собой выражение сил пространственного заряда. Оно отличается от нерелятивистского множителем $(1 - \beta_j^2)$ в первом члене и дополнительным вторым членом, зависящем от ускорения частиц источников $\partial v_j/\partial t$. Заметим, что последний член не связан с тормозным излучением. Дальнейшие расчеты показали, что этот член в рассматриваемых случаях не вносит существенного значения в изменение энергии (порядок влияния 1%). Уравнения возбуждения, естественно, остаются без изменения [2, 3].

Введем безразмерные переменные, удобные для анализа процессов взаимодействия в ЛБВ [2—3]:

$$u_i = \omega t - \frac{\omega}{v_0} z, \quad V_i = v_i/v_0, \quad T = z/L, \quad t' = t v_0/L,$$

$$\theta_0 = \epsilon \frac{\omega}{v_0} L, \quad \epsilon = \sqrt[3]{\frac{e K_s I_0}{m_0 \cdot 4 v_0^2}}, \quad S_q = \frac{2\epsilon}{\beta_0 K_s \epsilon_0}.$$

L — длина области взаимодействия, K_s — сопротивление связи.

Заметим, что функция $z_i(t) - z_j(t)$, входящая в выражение сил пространственного заряда, при независимой переменной $T = z/L$ определя-

ется неявно. Обычно используется ее аппроксимация двумя членами ряда Тейлора [4]. При этом получим

$$z_i'(t) - z_j(t) \cong \frac{v_0}{\omega} \frac{u_j(T) - u_i(T)}{1 + (v_0/\omega)'(\partial u_j/\partial z)} = \frac{v_0}{\omega} (u_j(T) - u_i(T)) V_j(T).$$

Тогда при независимой переменной T уравнения (6) в области дрейфа ($E_s=0$) принимают вид

$$\frac{\partial V_i}{\partial T} = -\frac{\varepsilon \theta_0 S_q}{V_i \gamma_i^3} \frac{1}{n} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \left[\frac{\operatorname{sgn}(u_j - u_i)}{(u_j - u_i)^2 V_j^2} (1 - (\beta_0 V_j)^2) - \frac{\varepsilon \beta_0^2 \partial V_j / \partial T}{\theta_0 |u_j - u_i|} \right],$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial T} = \frac{\theta_0}{\varepsilon} (1/V_i - 1). \quad (8)$$

Система параметров, принятая в [2, 3] и оставленная для удобства в (8), является избыточной, поскольку здесь K_s не определено. В связи с этим имеют смысл только сочетания параметров типа $S_q \varepsilon \theta_0$, θ_0/ε , $S_q \varepsilon^2$ и т. д., где K_s исключается.

Те же уравнения при независимой переменной t' могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial V_i}{\partial t'} = -\frac{\varepsilon \theta_0 S_q}{\gamma_i^3} \frac{1}{n} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \left[\frac{\operatorname{sgn}(u_j - u_i)}{(u_j - u_i)^2} (1 - (\beta_0 V_j)^2) - \frac{\varepsilon \beta_0^2 \partial V_j / \partial t'}{\theta_0 |u_j - u_i|} \right],$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t'} = \frac{\theta_0}{\varepsilon} (1/V_i - 1). \quad (9)$$

Контроль точности решения уравнений (9) в области дрейфа, где $E_s=0$, $A=0$, $\Phi=0$, может осуществляться проверкой выполнения законов сохранения полной энергии и суммарного импульса консервативной системы заряженных частиц:

$$W = \sum_{i=1}^n v_i \frac{\partial L_i}{\partial v_i} - L = \text{const}, \quad P = \sum_{i=1}^n \frac{\partial L}{\partial v_i} = \text{const}. \quad (10)$$

Остановимся теперь на различии картин одних и тех же физических процессов, даваемых уравнениями (8) и (9). Уравнения (8) описывают состояние ансамбля крупных частиц в данном сечении z последовательно, т. е. в те индивидуальные моменты собственного времени t , когда они проходят это сечение. При таком представлении непосредственно не может быть определена полная энергия ансамбля частиц W , так как эта величина должна определяться в один и тот же момент времени t для всего ансамбля. Нужны, следовательно, специальные (и довольно сложные) пересчеты для определения W , равно как и P , но и после этих пересчетов и W , и P опять-таки никак не могут быть функциями z . То же самое относится и к вычислению сил пространственного заряда F_i . С другой стороны, уравнения (8) наиболее просто определяют электронный КПД ансамбля частиц, поскольку эта величина является именно функцией z .

Уравнения (9) («в системе t ») дают моментальную картину состояния ансамбля частиц (в момент времени t). Поэтому они непосредственно определяют W , P и F_i , но расчет электронного КПД требует трансляции в «систему z ». Эти отличия двух систем уравнений, конеч-

но, необходимо учитывать, поскольку с ними непосредственно связаны особенности техники решения и использования указанных уравнений.

2. Процесс группирования РЭП

Как следует из сказанного выше, процесс группирования и сопровождающие его энергетические преобразования следует анализировать «в системе t ».

Для характеристики фазовой группировки крупных частиц введем функцию группировки [2]

$$G_r(t') = \left[\left(\frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n \cos u_i(t') \right)^2 + \left(\frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n \sin u_i(t') \right)^2 \right) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

В несгруппированном РЭП относительные фазы электронов $u_i(t')$ равномерно распределены по периоду $[0, 2\pi]$ и $G_r=0$. При идеальной группировке, когда все $u_i(t')$ одинаковы, функция группировки $G_r=1$.

Колебания энергии взаимодействия ансамбля частиц удобно характеризовать величиной

$$\overline{W}_c(t') = \frac{W_c(t') - W_c(0)}{m_0 c^2 n (\gamma_0 - 1)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\gamma_0 - \gamma_i(t')}{\gamma_0 - 1}, \quad (12)$$

где

$$\frac{W_c}{m_0 c^2} = \frac{e I_0}{m_0 c^3 \cdot 2 \epsilon_0 \beta_0 n} \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n \frac{1}{|u_j - u_i|} (1 + \beta_0^2 V_i V_j),$$

$$\gamma_i(t') = 1/\sqrt{1 - \beta_i^2(t')}, \quad \gamma_0 = 1/\sqrt{1 - \beta_0^2}.$$

При этом очевидным образом выполняется условие

$$\overline{W}_c + \overline{W}_k = \text{const} = 1,$$

где $\overline{W}_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\gamma_i(t') - 1}{\gamma_0 - 1}$ — приведенная к начальной суммарная кинетическая энергия частиц.

Для анализа процесса группирования и энергопреобразования в области дрейфа начальная энергетическая модуляция задавалась в форме

$$(1 - (V_i(0) \beta_0)^2)^{1/2} = \gamma_0 - \xi (\gamma_0 - 1) \sin u_i, \quad (13)$$

$u_i = 2\pi i/n$, $0 < \xi < 1$ — параметр модуляции ($\xi=0$ — модуляция отсутствует, $\xi=1$ — предельная модуляция), что соответствует узкому безмощностному модулирующему зазору.

Из (13) следует формула для модуляции относительной скорости крупных частиц:

$$V_i(0) = \beta_0^{-1} [1 - (\gamma_0 + \xi (\gamma_0 - 1) \sin u_i)^{-2}]^{-1/2}. \quad (14)$$

Расчеты показали, что величина θ_0/ϵ не влияет на амплитуду колебаний энергии и определяет только их период. Величина изменения

внутренней энергии определяется параметром $S_q \epsilon^2$ и достигнутым уровнем группировки $G_r \max$.

На рис. 1 приведены зависимости $\bar{W}_c(t')$ для двух значений параметра $S_q \epsilon^2$ ($\beta_0=0,8$) при таком параметре модуляции ξ , который обеспечивает уровень группировки $G_r \max \cong 0,45$. Значению $S_q \epsilon^2=0,2$ соответствует ток $I_0 \cong 280$ А.

Как видно из рис. 1, максимальному значению G_r соответствует максимум величины \bar{W}_c (кривые 2). Кривые 3 соответствуют колебаниям относительной потенциальной энергии \bar{W}_c^0 , вычисленной аналогично \bar{W}_c (12), только без члена $(1 + \beta_0^2 V_i V_j)$.

Сравнение зависимостей 2 и 3 указывает на определенное различие энергии взаимодействия

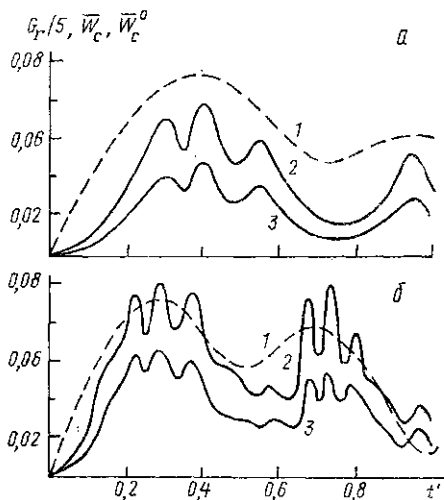


Рис. 1. Зависимости характеристик группирования от времени: 1 — G_r , 2 — \bar{W}_c , 3 — \bar{W}_c^0 при $\theta_0/\epsilon=25$: а — $S_q \epsilon^2=0,2$; $\xi=0,6$; б — $S_q \epsilon^2=0,3$; $\xi=0,75$

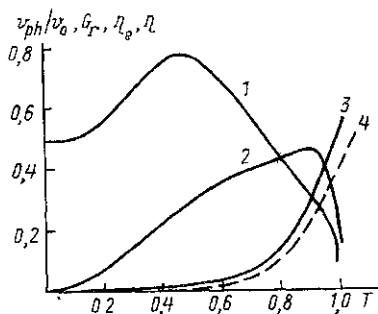


Рис. 2. Изменение характеристик вдоль ЛБВ для $\epsilon=0,2$; $\theta_0=10$; $S_q=4$; $A_0=0,36$: 1 — $v_{ph}(T)/v_0=0,5$ ($v_{ph}(T)$ — холодная фазовая скорость волны в сечении T), 2 — G_r ; 3 — η_e ; 4 — η

крупных частиц (релятивистские формулы, энергия зависит от скоростей) и потенциальной энергии фазового сгустка частиц (эта энергия зависит только от взаимного положения частиц). Расчеты показали, что $\bar{W}_c \max \cong 0,32 S_q \epsilon^2$, $\bar{W}_c^0 \max \cong 0,2 S_q \epsilon^2$ и, например, при $I_0=350$ А $\bar{W}_c \max$ достигает 0,12, т. е. заметная часть энергии РЭП преобразуется при группировке в энергию взаимодействия, которая при сохранении фазового сгустка не может быть передана внешнему электромагнитному полю. В то же время потенциальная энергия сгустка составляет примерно 2/3 от энергии взаимодействия. Заметим также, что рассматриваемый случай относится к достаточно большим токам РЭП, когда \bar{W}_c и \bar{W}_c^0 становятся заметными.

Можно также отметить, что в рассматриваемом случае составляющая сил взаимодействия, связанная с ускорением

$$\frac{\beta_0^2 e \partial V_i / \partial t'}{\theta_0 |u_j - u_i|}$$

играет весьма незначительную роль. Поскольку в рассмотренном примере S_q/ϵ^2 не мало, можно считать, что в расчетах реальных релятивистских приборов О-типа эту составляющую нет необходимости учитывать. Последнее означает, что для описания полей крупных заряжен-

ных частиц, движущихся с релятивистскими скоростями, можно использовать преобразования Лоренца, справедливые для инерциальных систем.

3. Потери по КПД в релятивистских ЛБВ О-типа

С использованием уравнений движения (8) самосогласованные уравнения для релятивистской ЛБВ—О с нерегулярной замедляющей системой без затухания могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial V_i}{\partial T} = -\frac{\varepsilon \theta_0}{V_i \gamma_i^3} [V_i \rho_s A \cos^2 \psi_i - S_q F_i],$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial T} = \frac{\theta_0}{\varepsilon} (1/V_i - 1), \quad \psi_i = u_i + \vartheta + \Phi, \quad (15)$$

$$\frac{\partial A}{\partial T} = \frac{2\theta_0 V \rho_s}{n} \sum_{i=1}^n \cos \psi_i, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial T} = \frac{2\theta_0 V \rho_s}{An} \sum_{i=1}^n \sin \psi_i.$$

Здесь приняты обозначения из [2, 3] за исключением выражения для F_i , которое вычислялось по формуле

$$F_i = S_q \frac{1}{n} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \left[\frac{\operatorname{sgn}(u_j - u_i)}{(u_j - u_i)^2 V_j^2} (1 - (\beta_0 V_j)^2) - \frac{\varepsilon \beta_0^2 \partial V_j / \partial T}{\theta_0 |u_j - u_i|} \right],$$

$$u_i - \pi \leq u_j < u_i + \pi,$$

и полагалось $\rho_s = 1$.

Начальные условия к системе (15) имеют вид

$$u_i(0) = 2\pi i/n; \quad V_i(0) = 1; \quad A(0) = A_0; \quad \vartheta(0) = 0. \quad (16)$$

В используемых переменных электронный (η_e) и волновой (η_σ) КПД могут быть записаны в следующей форме:

$$\eta_e = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\gamma_0 - \gamma_i(T)}{\gamma_0 - 1}, \quad (17)$$

$$\eta_\sigma = \varepsilon [A^2(T) - A_0^2] \beta_0^2 \gamma_0^{-1} / 4 (1 - \gamma_0^{-1}).$$

На рис. 2 приведены зависимости характеристик взаимодействия в оптимизированном варианте неоднородной ЛБВ. Как видно из рис. 2, «дефект» КПД $\Delta\eta = \eta_e - \eta_\sigma$ в конце области взаимодействия достигает 11%. Аналогичные расчеты оптимальных режимов показали, что «дефект» можно рассчитать приближенно по формуле $\Delta\eta \approx 0,62 S_q e^2$ (если достигнуто значение $G_{r \max} \approx 0,4$).

Таким образом, потери КПД достигают существенных величин, если удастся значительно сгруппировать релятивистский поток с большим током.

Приведенные результаты имеют два фундаментальных следствия:

1. Энергия взаимодействия электронов ограничивает естественным образом КПД релятивистских приборов О-типа.

2. Коррекция сил пространственного заряда, связанная с ускорением частиц, не имеет существенного значения в приборах с распре-

ленным взаимодействием, где эти ускорения ограничены. Поэтому в теории и расчетах таких приборов возможно использование преобразования Лоренца в расчетах сил пространственного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. М., 1955. [2] Кураев А. А., Синицын А. К. // Радиотехн. и электроника. 1989. 34, № 10. С. 2166. [3] Кураев А. А., Синицын А. К., Тимохин А. // ДАН БССР. 1989. 33, № 11. С. 989. [4] Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М., 1973.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 3

УДК 621.385.653

ЭФФЕКТЫ КАНАЛИЗАЦИИ И СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В АНСАМБЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев *)

Исследовано индуцированное излучение локализованных ансамблей электронов-осцилляторов в свободном пространстве. Эффекты канализации реализуются при распространении волновых пучков вдоль электронных потоков, играющих роль открытых активных волноводов. На линейной стадии взаимодействия возбуждаются квази-поверхностные моды, а на нелинейной — волновой пучок расширяется и электромагнитная энергия излучается во внешнее пространство. Происходит стохастическое торможение частиц, взаимодействующих с ансамблем электромагнитных волн, распространяющихся под различными углами к оси системы, и КПД может быть выше, чем в закрытых волноводах. Эффекты сверхизлучения имеют место в сгустках электронов-осцилляторов, формирующих движущиеся активные резонаторы. Вследствие развития беспороговой неустойчивости возникает банчировка электронов и их когерентное излучение, которое будет квазимонохроматическим в сопровождающей системе отсчета и многочастотным — в лабораторной. Если поступательная скорость сгустка близка к скорости света, то основная доля мощности излучения сосредоточена в коротковолновой компоненте.

1. Введение

В соответствии с соотношениями Крамерса—Кронига восприимчивость ансамблей электронов-осцилляторов имеет как активную, так и реактивную составляющие. Поэтому при канализации в свободном пространстве такие осцилляторы могут не только усиливать электромагнитное излучение, но и формировать электронные волноводы и резонаторы, определяющие пространственно-временную структуру излучения. Настоящий обзор посвящен двум основным типам радиационных процессов в локализованных ансамблях электронов-осцилляторов — канализации и сверхизлучению.

Эффекты канализации [1—19] реализуются при распространении и усилении излучения вдоль электронных волноводов, формируемых интенсивными электронными пучками. Эффекты канализации могут быть полезны при исследовании:

а) селекции мод по поперечному индексу в устройствах с пространственно-развитыми электродинамическими системами, в частности когерентного излучения на «горячих модах», представляющих собой сумму большого числа мод холодной электродинамической системы;

б) увеличения инкрементов нарастания и снижения стартовых токов, обусловленных концентрацией излучения в области электронного

*) Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.