щение точек на сечении и идет уменьшение величины сечения. При $\alpha=0{,}120$ в системе устанавливается синхронный режим.

Результаты численного эксперимента для ν_3 от 0,9 до 1,1 и для $\nu_1-\nu_2\cong15\%$ показали, что для системы двух генераторов, связанных через резонансный контур, характер перехода отдельного генератора от многочастотного режима к одночастотному зависит от величины относительных расстроек частот контура связи и соответственных парциальных частот генераторов.

Если частота генератора не попадает в полосу пропускания контура, то механизм перехода будет определяться заданным типом связи α между контуром и генераторами. В этом случае переход определяется гашением амплитуд основных гармоник генераторов (см. рис. 1), что на сечении Пуанкаре соответствует уменьшению величины сечения (см. рис. 2). При $\alpha_4=0{,}12$ сечения вырождаются в точки (отмечены стрелками).

Если частота генератора попадает в полосу пропускания контура, то механизм перехода определяется эквивалентной связью, включающей резистивную составляющую сопротивления контура. Из рис. 1, 2 отчетливо видно, что для 1-го генератора механизм перехода соответствует емкостной связи, а для 2-го генератора — смешанный. В случае резистивной связи ($\gamma\neq0$, α, $\beta=0$), когда частота генератора попадает в полосу пропускания контура, эквивалентная связь резистивная, и механизм перехода будет определяться подтягиванием частот. Если частота генератора не попадает в полосу пропускания контура, то связь определяется двумя составляющими: резистивной и заметной реактивной — механизм перехода смешанный. Так как тип связи через контур частотнозависим, то замена контура нерезонансным элементом возможна только при фиксированных расстройках. Таким образом, наличие резонансного контура связи приводит к изменению соотношения резистивной и реактивной составляющих в эквивалентной связи в зависимости от расстройки отдельного генератора $\Delta_i=\nu_3-\nu_i$ ($i=1$, 2) и добротности контура связи Q_3 и соответственному изменению механизмов перехода. При $\Delta_i>\nu_i/Q_3$ при любых α и γ проявляется механизм гашения автоколебаний, а при $\Delta_i<\nu_i/Q_3$ — механизм подтягивания частоты колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Дворников А. А., Уткин Г. М., Чуков А. М.//Радиотехн. и электроника. 1979. 24, № 11. С. 2254. [2] Грибков Д. А., Грачева И. Ю., Кузнецов Ю. И., Минакова И. И.//Электричество. 1987. № 7. С. 50. [3] Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М., 1980. [4] Романовский Ю. М.//Изв. вузов, Радиофизика. 1972. 15, № 5. С. 718. [5] Неймарк Ю. И. Метод точечных отображений в теории нелинейных колебаний. Киев, 1961.

Поступила в редакцию
22.05.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

УДК 533.951

НЕЛИНЕЙНОЕ НАСЫЩЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛНА—ЗАМАГНИЧЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ (ОПТИМИЗАЦИЯ КОМПТОНОВСКОГО РЕЖИМА В ЧЕРЕНКОВСКОМ ЛСЭ)

В. К. Гришин, И. Ф. Ленский

(кафедра общей ядерной физики)

Рассматривается нелинейное взаимодействие замагниченного электронного пучка с волной излучения в диэлектрическом волноводе на стадии насыщения этого процесса вследствие захвата частиц волною. С помощью законов сохранения и анализа нелинейного решения кинетического уравнения Власова оптимизируется комптоновский режим возбуждения излучения в подобных устройствах типа черенковского ЛСЭ. Указываются распределения с максимальным КПД.

Исследование механизма насыщения в электродинамических системах с интенсивными электронными пучками, позволяющее выявить предельные КПД приборов, генерирующих электромагнитное излучение (ЭМИ), стимулируется широкой разработ-

кой подобных устройств. В частности, в настоящее время активно разрабатываются различные пучковые устройства с диэлектрическими каналами, позволяющие получать интенсивное ЭМИ в дальнем инфракрасном диапазоне (так называемые черенковские ЛСЭ [1]).

На основе прямого анализа механизма насыщения (с помощью законов сохранения энергии и импульса и анализа нелинейных решений кинетического уравнения Власова) в работе получен ряд важных характеристик состояния насыщения «ЭМИ — пучок» в диэлектрическом волноводе. Обсуждаются пути оптимизации условий возбуждения ЭМИ.

Рассмотрим цилиндрический волновод радиуса a с металлическими стенками, заполненный однородной средой с диэлектрической проницаемостью ε. В волновод инжектируется замагниченный электронный пучок, ток которого равен I_b. Начальная скорость электронов $\beta_0 c$ и фазовая скорость волны в холодной системе ω/k_0 связаны условием резонанса:

$$\omega/k_0 = \beta_0 c; \quad \{\varepsilon\,(\omega/ck_0)^2 - 1\}\,k_0^2 = k_s^2, \tag{1}$$

где k_s — корень уравнения $J_0(k_s a) = 0$. Будем полагать, что на начальном этапе усиления обеспечены условия (например, путем подачи на вход сигнала соответствующей частоты), при которых доминирует единственная мода, соответствующая некоторому значению $k_s = k_\perp$, и, следовательно, пучок взаимодействует с практически монохроматической волной.

Подобная постановка соответствует начально-граничной задаче для комптоновского режима черенковского возбуждения ЭМИ, причем, судя по [2], модель однородного волновода позволяет достаточно полно выявить основные особенности работы устройств с диэлектрическим заполнением.

Как известно, насыщение неустойчивости замагниченного электронного пучка малой плотности в замедляющей системе связано с захватом электронов полем ЭМИ [2]. Здесь различают случаи систем с «широкими» и «узкими» (по сравнению с масштабом поперечной неоднородности поля волны) пучками, физика насыщения в которых оказывается существенно различной. Для систем с коротковолновым ЭМИ можно ограничиться рассмотрением первого случая, когда из-за резко неоднородного поперечного профиля возбуждаемого поля при насыщении происходит «эффективное» фазовое размешивание частиц с последующим установлением постоянной амплитуды волны.

Полагая, что при этом в некоторой системе отсчета Σ', движущейся относительно лабораторной со скоростью βc, плотность заряда пучка и поле не зависят от времени (пучок и волна синхронизованы и $\beta c = \omega/k$), и считая, что после выхода системы на определенный режим усиления законы сохранения энергии и импульса выражаются уравнениями баланса соответствующих потоков на входе и выходе системы, запишем последние в виде (изменением статических полей вдоль системы пренебрегаем):

$$\begin{gathered}\frac{c}{8}\,\varepsilon\beta E_0^2 \frac{k_\perp^2}{k^2}\,\frac{a^2}{(\varepsilon\beta^2-1)^2}\,J_1^2(k_\perp a) + W_b'\gamma^2\beta c = \frac{I_b}{|e|}\,mc^2\gamma_0,\\ \frac{\varepsilon}{16}\,E_0^2\left\{\frac{k_\perp^2}{k^2}\,\frac{(\varepsilon\beta^2+1)}{(\varepsilon\beta^2-1)^2} - 1\right\} a^2 J_1^2(k_\perp a) + W_b'\gamma^2\beta^2 = \frac{I_b}{|e|}\,mc\beta_0\gamma_0.\end{gathered} \tag{2}$$

Здесь E_0 — амплитуда z-компоненты электрического поля волны, которая и на нелинейном уровне вследствие малости тока остается практически гармонической, тогда как модуляция плотности пучка, вообще говоря, может быть существенно иной; W_b' — средняя погонная плотность энергии электронов пучка в Σ'; γ_0 и γ — соответствующие релятивистские факторы.

Далее, если ток пучка достаточно мал, так что $c\,(\Delta\beta) \equiv c\,(\beta_0 - \beta) \ll c/\beta_0\gamma_0^2$ (что нарушается при практически еще не достигнутых токах в сотни ампер [1]), то соотношения (2) с учетом уравнения Максвелла могут быть преобразованы к виду

$$(W_b' - mc^2 I_b/|e|\beta c\gamma)\,\gamma_0^2\beta_0 c \approx \frac{3}{2}\,\gamma_0^5 mc^2\,\frac{I_b}{|e|}\,(\Delta\beta)^2, \tag{3а}$$

$$(\Delta\beta)^3 = \frac{1}{2\varepsilon\gamma_0^3}\,(\varepsilon\beta_0^2 - 1)\,\frac{f_1^2 J_1^2}{a^2 k_0^2}\,I_R; \quad I_R = I_b \Big/ \left(\frac{mc^3}{e}\right), \tag{3б}$$

где f_1 — соответствующий коэффициент в разложении функции f, описывающей моду-

ляцию плотности пучка в Σ': $\rho' e = I_b f/[|e|\beta c\gamma\pi a^2]$. При этом для КПД $\eta = \Pi_E/[I_b mc^2 \times \times)^0\Lambda - 1)/|e|]$, где Π_E — поток энергии ЭМИ на выходе, имеем

$$\eta \approx \gamma_0^3 \beta_0 (\Delta\beta)/(\gamma_0 - 1). \tag{4}$$

Оказывается, что соотношения (3) накладывают достаточно жесткие ограничения на величину f_1 и вместе с (4) позволяют получить оценку КПД без предположений о форме модуляции. В рассматриваемом случае в Σ' кинетическая функция распределения $F'(p', r, z')$ должна удовлетворять требованиям:

$$F' = \begin{cases} F'(U - (p')^2/2m), & (p')^2/2m < U, \\ 0, & (p')^2/2m > U, \end{cases} \tag{5}$$

где $U = U_0(1 + \alpha \cos k'z')$, $\partial U/\partial z' = eE_z$, а параметры U_0 и α определяют амплитуду поля, максимальную энергию электронов и долю захваченных частиц [3]. При этом, если плотность заряда представлена как функция U, условие нормировки позволяет найти явный вид функции распределения:

$$F'(\xi) = \frac{1}{\pi e^2 \sqrt{2m}} \left\{ \frac{e\rho'(U=0)}{\sqrt{\xi}} + \int_0^\xi \frac{\frac{\partial}{\partial x}(e\rho'(x))\,dx}{\sqrt{\xi - x}} \right\}; \quad \xi \equiv (U - (p')^2/2m). \tag{6}$$

Рассмотрим сначала случай $\alpha = 1$, т. е. пренебрежем наличием пролетных частиц. Тогда соотношения (3), (6) приводят к следующему условию для формы модуляции (для простоты считаем ее однородной по r):

$$\int_0^\pi f(x) \left[\frac{2}{3} x \sin x - \cos x \right] dx = 0; \quad x \equiv k'z'. \tag{7}$$

Как показывает анализ, для допустимых, согласно (7), профилей модуляции величина f_1 (а значит, и КПД) мало (в пределах 10%) отличается от значения $f_1 = 1$, отвечающего $f \sim (1 + \cos x)$. Таким образом, при оценках предельной эффективности в рассматриваемом случае можно исходить из гармонического профиля модуляции.

В то же время наибольший интерес представляет случай резкой группировки, когда $f_1 \to 2$. Обратимся к случаю $\alpha < 1$ и рассмотрим модуляцию плотности в виде комбинации последовательности бесконечно узких сгустков и равномерного (по длине волны) распределения. Если отношение числа частиц, образующих пьедестал, к числу частиц в сгустке равно δ, то, согласно (3)—(6), должна иметь место связь $\delta/\alpha = 3/2$. Поэтому если каким-либо образом обеспечить условия, при которых в конечном состоянии энергия некоторой фракции частиц будет существенно превосходить глубину потенциальной ямы волны (т. е. $\alpha \ll 1$), то основная масса частиц может в принципе образовать сгусток, что обеспечит достижение большего КПД (примерно в 1,6 раза).

Если же на вход подается «холодный» пучок (что и предполагалось выше), то самопроизвольный переход системы в состояние с $\alpha \ll 1$ представляется маловероятным. Поэтому, в частности, в системах с «узкими» пучками, когда механизм фазового перемешивания не способен воспрепятствовать группировке частиц в узкие сгустки, состояние насыщения оказывается нестационарным, а последующее затухание осцилляций должно сопровождаться ослаблением группировки и уменьшением амплитуды поля по сравнению с максимальным нестационарным значением. Причем для определения характеристик конечного состояния вновь достаточно рассмотреть случай гармонической модуляции с $\alpha = 1$.

Полученные выше соотношения в случае стационарной амплитуды поля с точностью до коэффициентов справедливы и при другой, например трубчатой, геометрии пучка.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Garate E. P. et al.//Proc. 8th Int. Free-Electron Laser Conf. Glasgow, Scotland, 1986. P. 125. [2] Кузелев М. В., Рухадзе А. А.//УФН. 1987. **152**, № 2. С. 285. [3] Grishin V. K., Ivanov S. T., Kanevsky M. F.//Plasma Phys. 1981. **23**, N 11. P. 1007.

Поступила в редакцию
26.09.89