

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ГЕНЕРИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

П. В. Блюх

Периодические изменения параметров электронного пучка вдоль его длины могут привести при определенных условиях к возбуждению в пучке экспоненциально нарастающей волны [1,2]. При этом распространение волны плотности заряда в пучке описывается дифференциальным уравнением второго порядка с коэффициентами, зависящими от  $z$  [3,4] (ось  $z$  направлена вдоль пучка), а волновые функции имеют вид

$$\Phi(z) e^{i(\omega t - \gamma z)},$$

где  $\Phi(z)$  — периодическая функция с периодом, равным периоду изменения параметров пучка. Если при заданной частоте  $\omega$  волновое число  $\gamma$  имеет комплексное значение, это указывает на пространственную неустойчивость пучка и связанную с ней возможность усиления колебаний.

С другой стороны, возможность генерирования колебаний (временная неустойчивость пучка) возникает, если определенным образом менять параметры пучка с течением времени. При этом распространение волны в пучке описывается дифференциальным уравнением второго порядка с коэффициентами, зависящими от  $t$ , а волновые функции имеют вид:

$$\Phi(t) e^{i(\omega t - \gamma z)}. \quad (1)$$

Появление комплексных значений  $\omega$  при заданном волновом числе  $\gamma$  указывает на самовозбуждение колебаний.

В качестве примера рассмотрим генерацию волн плотности заряда в электронном пучке, проходящем через диэлектрик с периодически меняющейся диэлектрической постоянной\*

$$\epsilon(t) = \epsilon_0 (1 + q \cos 2vt).$$

Полная система линеаризованных уравнений, описывающая взаимодействие частиц пучка с волнами плотности заряда, имеет вид:

$$v' - i\gamma v_0 v = \frac{e}{m} E; \quad -i\gamma \epsilon E = 4\pi r; \quad (2)$$

$$\rho' - i\gamma(\rho_0 v + \rho v_0) = 0.$$

Здесь  $v$ ,  $\rho$  — отклонения скорости и плотности заряда от своих равновесных значений  $v_0$ ,  $\rho_0$ ; штрихами обозначены производные по  $t$ , а зависимость всех переменных величин от  $z$  характеризуется множителем  $e^{-i\gamma z}$ . Исключая из системы (2) неизвестные  $\rho$ ,  $v$  и вводя амплитудную функцию

$$T(t) = \epsilon(t) E e^{-i\gamma v_0 t},$$

получим уравнение

$$T'' + \Omega^2 T = 0, \quad (3)$$

где

$$\Omega^2 = 4\pi \rho_0 e / m \epsilon.$$

Предполагая глубину модуляции диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  малой ( $q \ll 1$ ), будем пренебрегать квадратичными по  $q$  членами

$$T'' + \Omega_0^2 (1 - q \cos 2vt) T = 0. \quad (4)$$

Здесь  $\Omega_0$  равно значению  $\Omega$  при  $\epsilon = \epsilon_0$ . Уравнение (4) является уравнением Матье. Зоны неустойчивости решений (4) определяются следующим соотношением между плазменной частотой  $\Omega_0$  и частотой изменения параметров пучка:  $\Omega_0 = 2\nu, 3\nu, \dots$ . В этих зонах общее решение (3) имеет вид:

$$T(t) = C_1 e^{\mu t} \Phi(vt) + C_2 e^{-\mu t} \Phi(-vt),$$

где  $\mu$  (мнимая часть  $\omega$  в (1)) — коэффициент, определяющий скорость нарастания колебаний в пучке. При  $\nu = \Omega_0$  (первая зона неустойчивости)  $\mu \approx q\Omega_0/4$ . Дальнейшее уточнение теории (учет теплового движения электронов, рассмотрение пучка конечного радиуса в волноводе) может быть рассмотрено так же, как и в случае параметрического усиления волн плотности заряда [5,6]. Заметим, что в обычных случаях  $\Omega_0 \ll \omega$ , т. е. параметрическое генерирование может рассматриваться как способ умножения частоты.

Автор выражает благодарность Я. Б. Файнбергу за ценную дискуссию по рассмотренному здесь вопросу.

\* На возможность параметрического возбуждения колебаний в резонаторе путем периодических изменений  $\epsilon$  (без электронного пучка) автору было указано Я. Б. Файнбергом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. M. Field, Proc. IRE, **39**, 194 (1951).
2. C. K. Birdsall, J. R. Whinnery, J. Appl. Phys., **24**, 314 (1953).
3. O. E. H. Rydbeck, Suppl. Nuovo Cimento, **10**, 101 (1953).
4. O. E. H. Rydbeck, B. Agdur, L'onde Electrique, **34**, 499 (1954).
5. П. В. Блюх, Я. Б. Файнберг, ЖТФ, **26**, 530 (1956).
6. П. В. Блюх, Радиотехника и электроника, **2**, 92 (1957).

Харьковский институт  
радиофизики и электроники АН УССР

Поступила в редакцию  
28 июня 1958 г.

## ОБ УВЕЛИЧЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ЛБВ В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

С. И. Аверков, Н. С. Степанов

Насколько известно, вопрос о поведении лампы бегущей волны в нестационарном режиме ни теоретически, ни экспериментально еще не исследовался. Нами было обнаружено, что в такого рода режимах может иметь место интересный эффект увеличения коэффициента усиления лампы по сравнению с ее оптимальным усилением в стационарном случае.

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Импульсный высокочастотный сигнал ( $\lambda \approx 10$  см) от генератора (1) усиливался лампой бегущей волны (2) и после выпрямления кристаллическим детектором (3) поступал на один из каналов двулучевого осциллографа (4). Для создания нестационарного режима в лампе на фокусирующий электрод последней (с потенциометра  $R$  через разделительные конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$ ) подавались видеоимпульсы напряжения от генератора (5).

На экране осциллографа (4) можно было просматривать также осциллограммы токов коллектора и второго анода (спирали) ЛБВ, характеризующие изменение ее режима. Высокочастотные импульсы от (1) и видеоимпульсы от (5) выработывались синхронно, причем время задержки  $\tau$  между ними можно было изменять.

На рис. 2 приведены некоторые экспериментальные осциллограммы. Верхние кривые (несколько размытые из-за наводок от сети 50 гц) показывают изменение

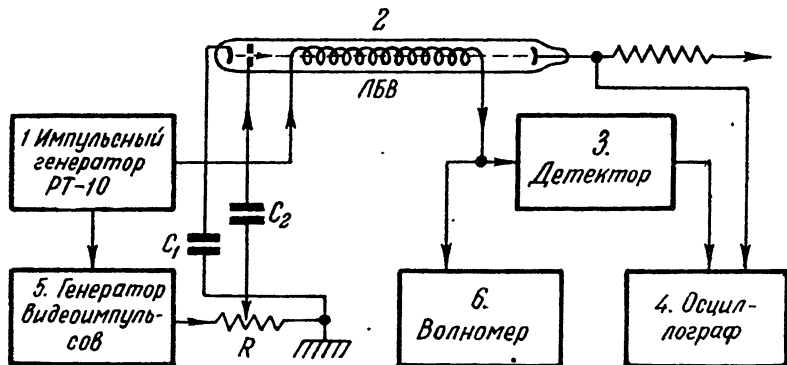


Рис. 1.

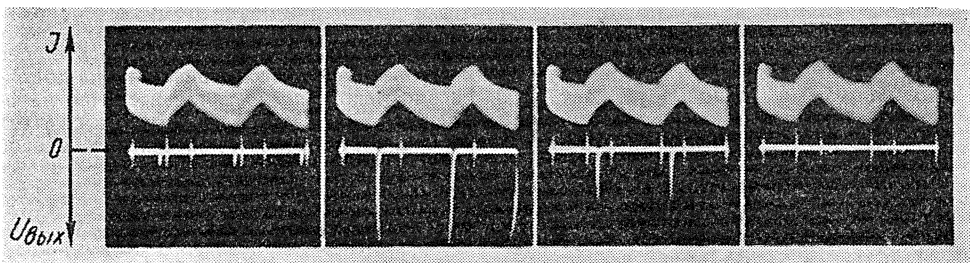


Рис. 2.