

Появление минимума скорости течения при диссипативных потерях энергии потока в пограничном слое приводит к возникновению зоны контакта встречных осредненных турбулентных потоков импульса $\tau = \rho v_T \partial U / \partial z$. Внутри этой зоны $\partial U / \partial z = 0$, $\tau = 0$, т. е. образуется «динамическая ловушка», создающая условия локального накопления диссипативного тепла, необходимые для формирования инверсии температуры. Для взвешенных частиц «ловушка», наоборот, открыта, так как интенсивность турбулентности в ней минимальна, в результате чего скорость осаждения частиц повышается и возникает линза просветленной жидкости. Выше «ловушки» в период ее существования располагается максимум концентрации взвеси (купол линзы на рис. 1, б, в), который образован частицами, перенесенными вверх при развитии крупномасштабных турбулентных образований и поддерживается за счет сохранения зоны генерации турбулентной энергии над диссипативной прослойкой [5] (максимумы σ и σ/U на рис. 2, б, 4, а). Однако устойчивость этой зоны при появлении минимума скорости течения возрастает (см. рис. 3) ($Ri > Ri_{кр}$), что свидетельствует о гашении турбулентности из-за диссипации и изоляции данной области генерации «динамической ловушкой» от источника энергоснабжения — ядра придонного потока. Максимум концентрации взвеси опускается, разрушается локально-неустойчивое распределение плотности, теплые инверсные воды конвективно выходят из пограничного слоя, минимум на профиле скорости течения исчезает, начинается увеличение h_d до предела $\Delta z = 2L$, соответствующее развитию крупномасштабных турбулентных образований, и процесс циклически повторяется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометиздат, 1981, с. 67—68, 191, 212. [2] Федоров К. Н. В кн.: Физика океана. М.: Наука, 1978, т. 1, с. 113. [3] Пыркин Ю. Г., Самолюбов Б. И. В кн.: Техн. средства изуч. и освоения океана. Изд-во Севастоп. приборостр. ин-та, 1981, с. 187. [4] Пыркин Ю. Г., Самолюбов Б. И. Океанология, 1980, 20, № 1, с. 40. [5] Пыркин Ю. Г., Самолюбов Б. И., Белашапков А. В. Океанология, 1982, 22, № 5, с. 55. [6] Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965, ч. 1, 2. [7] Обухов А. М. Характеристики микроструктуры ветра. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1951, № 3, с. 49. [8] Ламли Дж., Пановски Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966, с. 103, 181. [9] Озмидов Р. В. Изв. АН СССР, сер. ФАО, 1965, № 8, с. 853. [10] Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1958, с. 105—108, 114. [11] Лозовацкий И. Д., Озмидов Р. В. Океанология, 1979, 19, № 6, с. 982. [12] Колмогоров А. Н. ДАН СССР, 1941, 30, с. 299. [13] Armi L., D'Asaro E. J. Geoph. Res., 1980, С. 85, N 1, p. 469.

Поступила в редакцию
05.05.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 621.385:622

РАСЧЕТ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В КЛИСТРОНЕ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Ю. К. Алексеев, А. И. Костенко

(кафедра радиофизики СВЧ)

В большинстве электронных приборов СВЧ для управления электронным пучком используются динамические способы их формирования. При этом все приборы имеют теоретический предел электронного

КПД, обусловленный особенностями группировки электронов в пучке. Использование дополнительного управления, воздействующего на плотность или скорость электронов в потоке, дает возможность регулировать спектральный состав пучка в большей степени, чем в случае прибора с одним управлением.

Широко используемым в радиотехнике средством воздействия на электронный поток и спектр конвекционного тока является амплитудная модуляция, осуществляемая при помощи виртуального катода. Однако такая модуляция используется только в сравнительно низкочастотной области СВЧ-диапазона.

В данной работе на примере триод-клистрона [1] рассматривается комбинированное воздействие на электронный поток: вначале осуществляется статическое управление (амплитудная модуляция), затем — динамическое управление (модуляция скоростей электронов). Цель работы состояла в получении спектральных характеристик конвекционного тока в условиях, когда отношение частот динамического и статического управлений является достаточно большим.

Рассмотрим устройство, изображенное на рис. 1. Оно состоит из триодной пушки I, 1-го пролетного промежутка l_1 , управляющего резонатора II, 2-го пролетного промежутка l_2 , резонатора III, осуществляющего отбор энергии, и коллектора IV, собирающего отработанные электроны. Полагая, что между сетками 2-го резонатора действует напряжение

$$U(t_2) = U_2 \sin(\omega_2 t_2 + \varphi_2),$$

для времени t_3 влета электрона в 3-й резонатор в приближении слабого поля ω_2 будем иметь [2]:

$$t_3 = t_2 + \frac{l_2}{v_{02}} \left[1 - \frac{1}{2} \xi_2 M_2 \sin \left(\omega_2 t_2 + \varphi_2 - \frac{\theta_2}{2} \right) \right], \quad (1)$$

где t_2 — время вылета электрона из 2-го резонатора, φ_2 — сдвиг фазы поля ω_2 относительно поля ω_1 , а

$$\xi_2 = \frac{U_2}{U_0}, \quad M_2 = \frac{\sin(\theta_2/2)}{\theta_2/2}, \quad \theta_2 = \frac{\omega_2 d_2}{v_{02}}. \quad (2)$$

Здесь U_0 — напряжение на 2-м и 3-м резонаторах, $v_{02} = \sqrt{2\eta U_0}$ — невозмущенная скорость электронов (предполагаем, что до 2-го резонатора электронный пучок является достаточно моноскоростным).

Перепишем (1) в более удобной форме:

$$\omega_2 t_3' = y - X \sin y,$$

где

$$t_3' = t_3 - \frac{l_2}{v_{02}} + \frac{1}{\omega_2} \left(\varphi_2 - \frac{\theta_2}{2} \right), \quad y = \omega_2 t_2 + \varphi_2 - \frac{\theta_2}{2},$$

$$X = \frac{1}{2} \xi_2 M_2 \Theta_{12}, \quad \Theta_{12} = \frac{\omega_2 l_2}{v_{02}}.$$

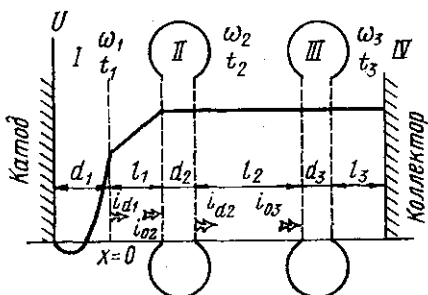


Рис. 1. Пролетный клистрон с триодной пушкой

Предположим также, что на вход 2-го резонатора поступает ток, уже прошедший предварительную с частотой ω_1 амплитудную модуляцию в триодной части устройства, причем частота ω_1 в целое число раз меньше частоты динамического управления:

$$\omega_1 = \omega_2/N, \quad N=1, 2, 3, \dots$$

Тогда разложение в ряд Фурье тока на входе в 3-й резонатор запишется в виде

$$i_{03}(t'_3) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} [a_m \cos(m \omega_1 t'_3) + b_m \sin(m \omega_1 t'_3)],$$

где

$$a_m = \frac{2}{T_1} \int_{-T_1/2}^{T_1/2} i_{03}(t'_3) \cos(m \omega_1 t'_3) dt'_3, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

$$b_m = \frac{2}{T_1} \int_{-T_1/2}^{T_1/2} i_{03}(t'_3) \sin(m \omega_1 t'_3) dt'_3, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где $T_1 = 2\pi/\omega_1$.

Перейдем в (3), (4) к интегрированию по t_2 , используя для этой цели закон сохранения заряда в форме [2]:

$$i_{03}(t'_3) dt'_3 = i_{d2}(t_2) dt_2,$$

где i_{d2} — ток на выходе из 2-го резонатора (будем далее полагать, что ток i_{d2} совпадает по форме с током $I(y)$ на входе в этот резонатор, т. е. что дерестройка тока в зазоре резонатора не происходит). Используя соотношения (1) и (2), получаем

$$a_m = \frac{1}{\pi N} \int_0^{2\pi N} I(y) \cos \left[\frac{m}{N} (y - X \sin y) \right] dy, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

$$b_m = \frac{1}{\pi N} \int_0^{2\pi N} I(y) \sin \left[\frac{m}{N} (y - X \sin y) \right] dy, \quad m = 1, 2, \dots \quad (6)$$

По формулам (5), (6) на ЭВМ производились численные расчеты нормированных амплитуд гармоник тока на входе в 3-й резонатор:

$$\eta_m \equiv \frac{\sqrt{a_m^2 + b_m^2}}{a_0} \cdot 100\%.$$

Очевидно, что для идеально сгруппированного электронного пучка, когда

$$i_{03}(t'_3) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t'_3 - nT_1),$$

выполняется соотношение

$$\eta_m = 100\%, \quad m=0, 1, 2, \dots,$$

и, при идеальном отбирающем устройстве, когда из некоторой гармоники тока выделяющее устройство полностью отбирает энергию, КПД прибора будет составлять 100%.

Будем полагать, что триодная часть прибора в режиме отсечки тока обеспечивает и амплитудную модуляцию плотности конвекционного тока следующей формы:

$$I(y) = \begin{cases} \cos \frac{y-y_0}{N} - \cos \frac{\Delta y}{2N} & \text{для } -\frac{\Delta y}{2} \leq y-y_0 + 2\pi LN \leq \frac{\Delta y}{2}, \\ 0 & \text{в остальных случаях.} \end{cases}$$

Период функции $I(y)$ равен $2\pi N$, поэтому режим работы триода удобнее характеризовать не углом отсечки Δy , а параметром отсечки

$$\kappa \equiv \frac{\Delta y}{\pi N} \cdot 100\%,$$

который показывает, в течение какой доли полупериода триод пропускает отличный от нуля ток. Если $0 \leq \kappa < 100\%$, то это С-режим триода, $\kappa = 100\%$ — В-режим, $100 < \kappa < 200\%$ — АВ-режим и $\kappa \geq 200\%$ — А-режим.

На рис. 2 приведены результаты расчета на ЭВМ графиков зависимости амплитуд некоторых гармоник тока от параметра отсечки κ .

Из рисунка видно, что в том случае, когда на вход 2-го резонатора попадает электронный поток, предварительно прошедший через триод, работающий в С-режиме с глубокой отсечкой ($\kappa < 20\%$), амплитуды гармоник тока могут достигать 100% как для основной частоты ω_2

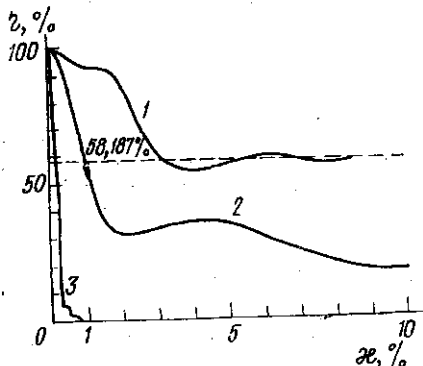


Рис. 2. Зависимость нормированных амплитуд некоторых гармоник тока от параметра отсечки κ : 1 — $X = 1,842$, $y_0 = 0$, $N = m = 100$; 2 — $X = 1,1$, $y_0 = 0,22\pi$, $N = 10$, $m = 1000$; 3 — $X = 0$, $y_0 = 0,22\pi$, $N = 10$, $m = 1000$

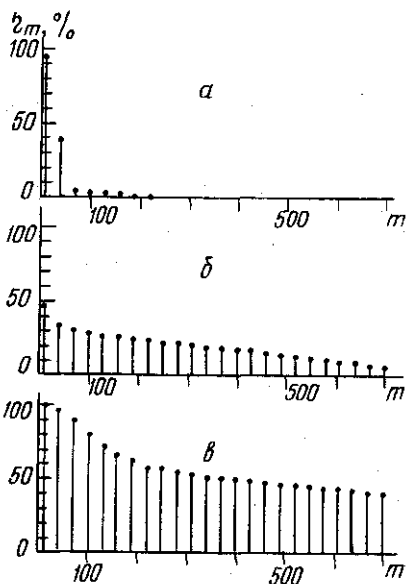


Рис. 3. Спектр конвекционного тока на входе во 2-й резонатор: $\kappa = 5\%$, $N = 10$, $y_0 = 0,22\pi$; а — $X = 0$, статическое управление; б — $X = 1,1$, динамическое управление; в — $X = 1,1$, смешанное управление

(кривая 1), так и для более высоких номеров гармоник (кривая 2, частота $\omega_m = (m/N)\omega_2 = 100\omega_2$). Кривая 3 рассчитана для случая отсутствия динамического управления электронным потоком ($X = 0$) и показывает зависимость от κ амплитуды η на 1000-й гармонике.

Из сравнения кривых 2 и 3 можно сделать вывод, что ответственность за повышение амплитуд гармоник тока несет именно сочетание предварительного (статического) на частоте ω_2/N и динамиче-

ского на частоте ω_2 управлений электронным потоком. Действительно, рассматривая для определенности случай $\chi=0,5\%$, можно видеть, что при только статическом управлении $\eta_{1000} \equiv \eta_{\text{стат}} = 1,95\%$ (на частоте 1000 ω_1 , кривая 3), а при только динамическом управлении [3] $\eta_{100} \equiv \eta_{\text{дин}} = J_{100}(100X) |_{X=1,1} = 5,39\%$ на той же частоте. Применение же комбинированного воздействия дает $\eta \equiv \eta_{\text{комб}} = 88,48\%$ (кривая 2), т. е.

$$\eta_{\text{комб}} > \eta_{\text{стат}} + \eta_{\text{дин}}$$

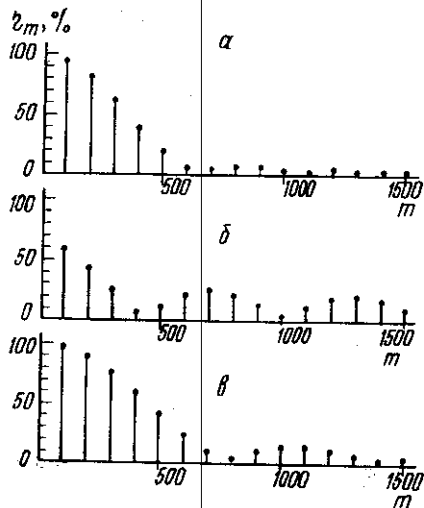


Рис. 4. Спектр конвекционного тока на входе во 2-й резонатор: $\chi=0,5\%$, $N=100$, $y_0=0$; а — $X=0$, статическое управление; б — $X=1,842$, динамическое управление; в — $X=1,842$, смешанное управление

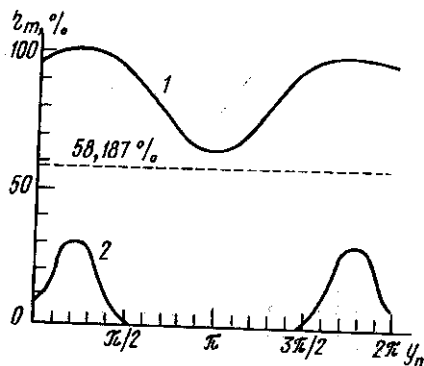


Рис. 5. Зависимость нормированных амплитуд гармоник тока от разности фаз y_0 модулирующих сигналов: 1 — $X=1,842$, $\chi=0,5\%$, $N=m=100$; 2 — $X=1,3$, $\chi=5\%$, $N=10$, $m=1000$

Этот же вывод следует из рис. 3, где изображены спектры конвекционного тока на входе в 3-й резонатор в сечении $x=l_1+l_2+d_2$ для случаев только статического (а), только динамического (б) и смешанного (в) управления электронным потоком при соотношении частот $\omega_2/\omega_1=10$ и параметре отсечки $\chi=5\%$. На рис. 4 изображены аналогичные спектры тока для случая $\omega_2/\omega_1=100$ и $\chi=0,5\%$. Качественное отличие графиков рис. 4 и 3 обуславливается различием сдвига фаз между сигналами амплитудной и скоростной модуляции потока. Зависимость амплитуд некоторых гармоник тока от разности фаз y_0 показана на рис. 5.

Приведенные результаты говорят о том, что использование предварительной низкочастотной модуляции при малых параметрах отсечки может быть пригодно для повышения электронного КПД приборов клистронного типа. При этом, особенно при малых χ , триодная пушка работает в импульсном режиме с достаточно большой скважностью, определяемой частотой предварительной модуляции. Применение в таких устройствах высокоэффективных катодов, дающих в импульсном режиме работы большие плотности тока (автоэмиссия, фотокатоды и т. д.), а также увеличение запасенной в электронном пучке энергии за счет его электростатического разгона после предварительной амплитудной модуляции позволяют надеяться, что приборы рассмотренного типа помимо высокого электронного КПД будут обладать достаточно большой средней мощностью.

Таким образом, проделанные выше расчеты указывают на возможность применения комбинированной модуляции электронного пучка при больших отношениях частот динамического и статического управлений для создания импульсных СВЧ-генераторов и усилителей, в которых энергия, запасенная в электронном потоке, практически полностью переходит в энергию СВЧ-поля. Повышение коэффициента полезного действия является особенно актуальной задачей для высокоэнергетических приборов, в которых проблема рассеяния неиспользованной энергии электронов усложняется с ростом мощности устройства. Спектральный состав тока пучка, прошедшего двойное управление, указывает также на высокую эффективность умножения частоты модулирующего сигнала с использованием больших номеров гармоник и возможность создания, в частности, приборов субмиллиметрового диапазона (генераторов и умножителей), использующих низкочастотные сантиметровые и дециметровые управляющие электромагнитные поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Сушков А. Д., Тайель М. Б. Изв. ЛЭТИ, 1972, № 101, с. 50.
[2] Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., 1956. [3] Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ, т. 2. М., 1972.

Поступила в редакцию
28.05.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 548.73:621.373.8

АНОМАЛЬНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ОГРАНИЧЕННЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ И ГАММА-ПУЧКОВ ПРИ ТРЕХВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ

А. В. Андреев, В. Е. Горшков, Ю. А. Ильинский

(кафедра квантовой радиофизики)

Ввиду чрезвычайной узости многоволновых максимумов при экспериментальном исследовании многоволновой дифракции диафрагмы, ограничивающие размеры источника, располагаются на значительном расстоянии от кристалла. Ясно, что в этом случае значительное влияние на дифракцию может оказать ограниченность поперечных размеров рентгеновского пучка. Общее решение пространственно-неоднородной динамической задачи в двухволновом случае записывается в интегральном виде [1]. В работе [2] было показано, что для широкого диапазона ширин падающих пучков пространственно-неоднородная динамическая задача решается методом параболического уравнения. В частности, условия применимости параболического приближения выполняются в случае аномального прохождения в толстых кристаллах. Действительно, в этом случае по мере распространения пучка в кристалле угловой спектр его обуживается; это явление широко используется в интерферометрах и монохроматорах [3]. Преимуществом метода параболического уравнения наряду с отмеченной в [2] простой физической интерпретации, компактностью формы решения является возможность непосредственного обобщения этого метода на случай многоволновой дифракции.

В настоящей работе впервые получено решение динамической задачи трехволновой дифракции ограниченных рентгеновских пучков.