



ПРОХОЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА ЧЕРЕЗ ЛАМПУ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

А.М. Долов

Исследуется прохождение импульсных сигналов через лампу бегущей волны в предположении, что главным фактором, отвечающим за инерционные свойства усилителя, служит групповой рассинхронизм. Представлено сравнение результатов анализа прохождения импульсов в рамках линейной и нелинейной теории. Выявлены основные закономерности эволюции импульсов при распространении по длине системы - ограничение амплитуды и искажение формы сигнала.

Введение

Импульсные сигналы широко используются в различных областях, таких как радиолокация, телевидение, радиовещание и многих других. В связи с этим остается актуальным теоретическое исследование импульсных режимов работы ламп бегущей волны (ЛБВ), применяемых для усиления сигналов СВЧ-диапазона.

Теоретическое описание взаимодействия электронного потока и электромагнитной волны при прохождении импульсного сигнала требует применения нестационарной нелинейной теории [1-5]. Построение такой теории для ЛБВ в общем виде является трудновыполнимой задачей, что связано с существованием нескольких, обычно сопоставимых по своей роли эффектов, отвечающих за инерционные свойства преобразования сигналов. Например, для ЛБВ со спиральной замедляющей системой, в силу широкой полосы частот, естественно рассматривать задачу о прохождении коротких импульсов, ширина спектра которых порядка ширины полосы усиления. В этой ситуации за инерционные свойства преобразования сигналов будут отвечать такие факторы, как зависимость сопротивления связи от частоты, дисперсионные свойства системы, перенос возмущений электронами, движущимися с разными скоростями [3,4]. В ряде случаев, однако, можно выделить в качестве основного один фактор, отвечающий за инерционные свойства. В данной работе рассмотрена ситуация, когда этим фактором является групповой рассинхронизм (см. также [1,2]).

Предположим, что дисперсионная характеристика волны в замедляющей системе и линия пучка на $(\omega-\beta)$ диаграмме пересекаются под конечным углом в некоторой точке ω_0, β_0 (рис. 1, a). Из-за того, что синхронизм электронов и волны будет иметь место только в окрестности точки пересечения, существует ограничение ширины полосы взаимодействия, которая будет мала по сравнению с

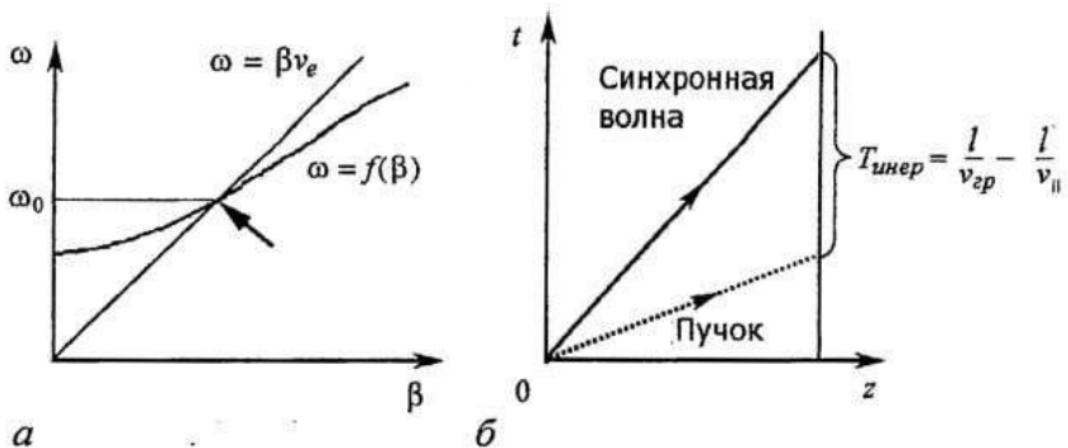


Рис. 1. *a* - Дисперсионные характеристики электронного пучка и электромагнитной волны. *б* - Пространственно-временная диаграмма; наклон линии синхронной волны отвечает групповой скорости

ω_0 . Таким образом, задача состоит в анализе прохождения радиоимпульсов, у которых частота заполнения близка к ω_0 , а длительность много больше периода СВЧ-колебаний $T_0=2\pi/\omega_0$. Отметим, что аналогичная задача в применении к устройству с релятивистским электронным потоком была рассмотрена недавно в работе [6], где основное внимание уделено эффекту формирования всплеска амплитуды вблизи одного из фронтов импульса вследствие накапливающейся подпитки его энергией излучения электронов. В настоящей работе будут рассмотрены другие явления, сопутствующие прохождению импульсных сигналов через ЛБВ, работающую в условиях группового рассинхронизма. Тем не менее, учитывая специфику уравнений, можно сказать, что полученные результаты применимы как для релятивистских, так и для нерелятивистских ЛБВ, причем они могут быть отнесены к широкому кругу электронных устройств с длительным взаимодействием на прямой волне с инерционным механизмом грушевидки в определенных областях рабочих параметров.

1. Основные уравнения

Примем, что в исследуемой системе скорость электронного пучка больше групповой скорости волны. На рис. 1, *б* изображена пространственно-временная диаграмма, линии на которой соответствуют распространению электронного пучка $z=v_{\parallel}t+\text{const}$ (пунктирная линия) и электромагнитной волны $z=v_{\text{ср}}t+\text{const}$ (сплошная линия). В рассматриваемой модели имеется характерный временной масштаб - время инерционности усилителя - определяемый относительным движением пучка и волны. Как видно из рисунка, характерное время инерционности усилителя будет даваться соотношением $T_{\text{инер}} \approx l/v_{\text{ср}} - l/v_{\parallel}$, причем $T_{\text{инер}} \ll T_0$.

С точки зрения применения к реальным устройствам, соответствующие предположения справедливы, например, для ЛБВ на цепочке связанных резонаторов при работе вдали от границы полосы пропускания [7].

В силу имеющегося расположения дисперсионных характеристик и узости полосы частот, в которой происходит взаимодействие, естественно представить поле электромагнитной волны в виде $E=\text{Re}\{\epsilon(z,t)\exp[i\omega_0 t - i\beta_0 z]\}$. Здесь $\epsilon(z,t)$ - медленно меняющаяся амплитуда, ω_0 - частота, отвечающая точному синхронизму, β_0 - соответствующее ей волновое число. Тогда распространение импульса по системе будет описываться следующими уравнениями [1]:

$$\partial^2 \theta / \partial \zeta^2 = \text{Re} F \exp(i\theta), \quad (1)$$

$$\partial F/\partial \tau + \partial F/\partial \zeta = J, \quad J = 1/\pi \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0 \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями

$$\theta|_{\zeta=0} = \theta_0, \quad \partial \theta / \partial \zeta|_{\zeta=0} = 0, \quad F(\zeta)|_{\tau=0} = 0, \quad (3)$$

$$F(\tau)|_{\zeta=0} = f(\tau), \quad (4)$$

где $\zeta = \beta C z$ - безразмерная координата; $\tau = \beta C (1/v_{||} - 1/v_{rp})^{-1} (t - z/v_{||})$ - запаздывающее время; $F(\xi, \tau) = \epsilon / (2\beta UC^2)$ - нормированная комплексная амплитуда волны; J - комплексная амплитуда первой гармоники сгруппированного тока; l - длина пространства взаимодействия; $C = [I_0 K_0 / (4U)]^{1/3}$ - параметр Пирса; $\beta = (\omega/v_{||})\theta$ - фаза электрона относительно волны; $f(\tau)$ - представленная в безразмерном виде огибающая сигнала, подающегося на вход системы, причем $f(\tau) = f_0(\tau) \exp(i\Delta\tau)$, где $\Delta = (\omega_0 - \omega)(1/v_{||} - 1/v_{rp}) / (\beta C)$ - безразмерная отстройка несущей частоты от частоты синхронизма. Свойства усилителя определяются единственным свободным параметром $L = \beta l C = 2\pi CN$.

Рассмотрим задачу в линейном приближении. Представим θ в виде $\theta = \theta_0 + \tilde{\theta}$, где $\tilde{\theta} \ll 1$. Тогда выражение для тока в (2) можно записать как $J = -i/\pi \int_0^{2\pi} \tilde{\theta} \exp[-i\theta_0] d\theta_0$. Уравнение (1) умножим на $\exp[-i\theta_0]$ и усредним. Получим следующую систему уравнений:

$$\partial^2 J / \partial \zeta^2 = -iF, \quad (5)$$

$$\partial F / \partial \tau + \partial F / \partial \zeta = J \quad (6)$$

с граничными условиями

$$J|_{\zeta=0} = 0, \quad \partial J / \partial \zeta|_{\zeta=0} = 0, \quad F(\zeta)|_{\tau=0} = 0, \quad (7)$$

$$F(\tau)|_{\zeta=0} = f(\tau). \quad (8)$$

2. Численные результаты

Решение системы (1)-(4) и (5)-(8) проводилось методом конечных разностей второго порядка точности, подобным описанному в [1]. Электроны, распределенные по фазе влета от 0 до 2π представлялись конечным числом «крупных частиц» K , обычно $K=32$.

При проведении расчетов форма входного импульса задавалась функцией $f_0(\tau) = A \sin^2(\alpha\tau)$ при $0 \leq \alpha\tau \leq \pi$ и $f_0(\tau) = 0$ при $\alpha\tau > \pi$, где A - амплитуда, параметр α обратно пропорционален ширине импульса.

На рис. 2 представлены временные зависимости амплитуд входного F_{in} и выходного F_{out} сигналов, рассчитанные по линейной теории в двух ситуациях, когда длительность входного импульса велика и когда она мала по сравнению с характерным временем T_{inver} . Изменение длительности входного импульса при достаточно малых значениях параметра α сопровождается пропорциональным изменением ширины выходного (рис. 2, а и б). При малой длительности входного импульса конкретный выбор α практически не влияет на длительность выходного импульса, определяющуюся величиной T_{inver} . Таким образом, при достаточно коротком входном импульсе длительность выходного импульса определяется собственным характерным временем инерционности усилителя T_{inver} , и в этом случае наблюдается эффект увеличения длительности импульса в результате его

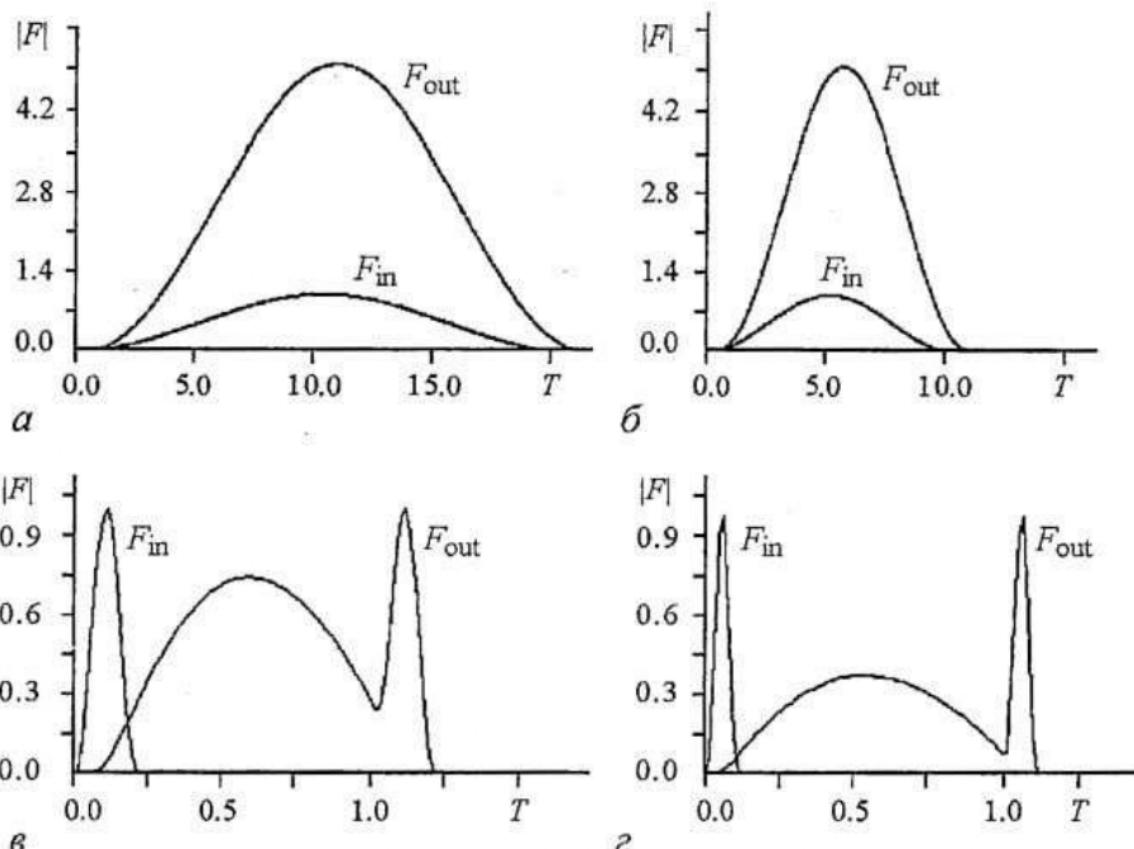


Рис. 2. Зависимости амплитуд входных F_{in} и выходных F_{out} сигналов от времени; $L=3.0$, $A=1.0$.
 а ($\alpha=0.05$) и б ($\alpha=0.1$) - широкие входные импульсы, определяют ширину выходных; в ($\alpha=5.0$) и г ($\alpha=10.0$) - короткие входные импульсы, ширина выходных определяется временем инерционности усилителя

прохождения через систему. Как можно заметить, на рис. 2, а и 2, б ширина выходного импульса несколько больше исходной на величину порядка $T_{инер}$.

Следует отметить, что ширина спектра импульса обратно пропорциональна его длительности: чем короче импульс, тем шире его спектр. Как можно заключить из рис. 1, а, синхронизм имеет место в узком интервале частот в окрестности ω_0 , а значит, и усиление реализуется в этом интервале. Это объясняет сильное искажение выходного сигнала на рис. 2, в и 2, г. Результатом усиления в узкой полосе спектра начального импульса служит широкий «горб» на графике выходного сигнала. А остальная часть спектра проходит через систему практически без изменений, по этой причине узкий во временной области пик на выходе приблизительно повторяет форму на входе.

Обратимся теперь к сравнению результатов линейной и нелинейной теории. В качестве примера рассмотрим прохождение через систему импульса, амплитуда A которого составляет 0.5, а ширина $\alpha=0.1$ при различных значениях параметра нормированной длины L . Временные зависимости амплитуд входного и выходного сигналов представлены на рис. 3.

При $L=2$ (рис. 3, а и 3, б) результаты расчетов по линейной и нелинейной теории практически идентичны. При $L=3.5$ (рис. 3, в и 3, г) уже заметным образом проявляются нелинейные эффекты. Согласно линейной теории, при увеличении нормированной длины L (что на практике достигается увеличением тока пучка) будет наблюдаться неограниченный рост амплитуды выходного импульса (рис. 3, в). Учет нелинейных эффектов приводит к ограничению амплитуды выходного сигнала и искажению его формы по сравнению с входным (рис. 3, г).

Рассмотрим теперь изменение формы выходного импульса при увеличении L . Примем параметры сигнала равными $A=0.5$ и $\alpha=0.05$. На рис. 4 показано, как

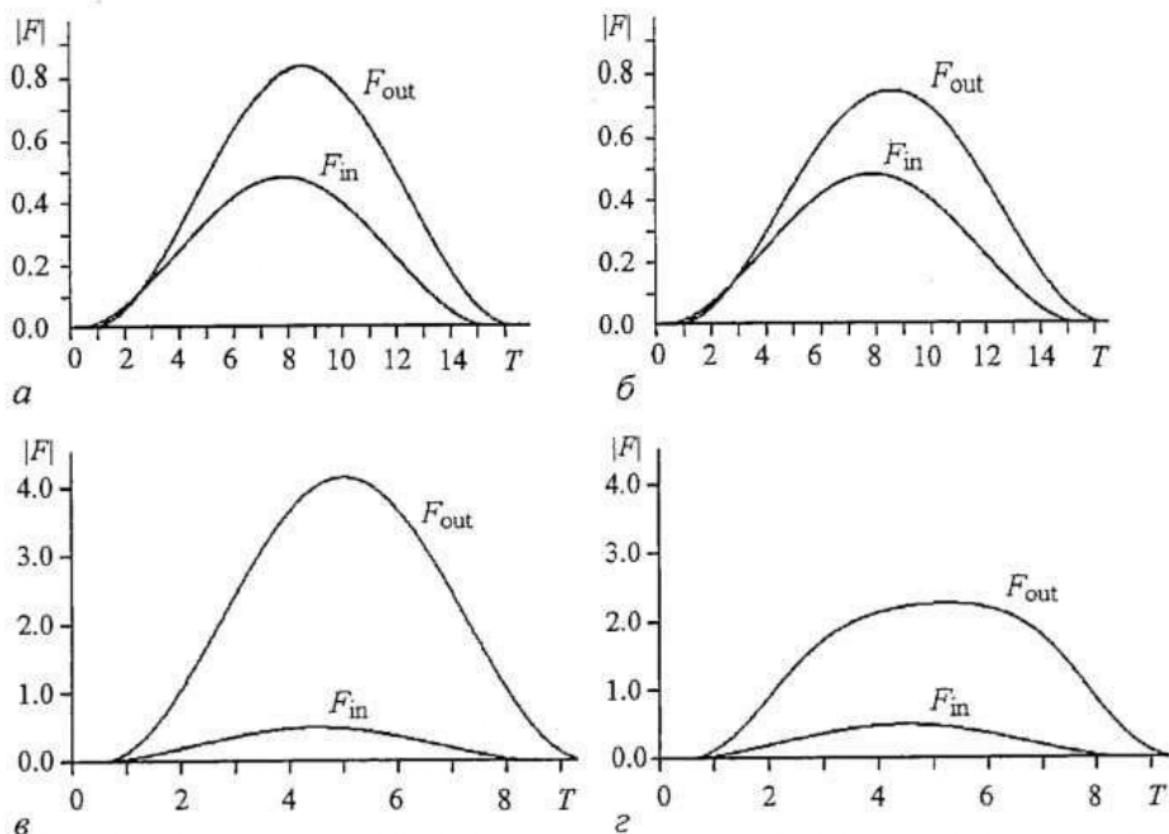


Рис. 3. Зависимости амплитуд входных F_{in} и выходных F_{out} сигналов от времени; $A=1.0$, $\alpha=0.1$.
а ($L=2$) и в ($L=3.5$) - линейная теория; б ($L=2$) и г ($L=3.5$) - нелинейная теория

изменяется во времени пространственное распределение амплитуды поля по длине системы. В линейной теории (рис. 4, а) поле экспоненциально нарастает по длине системы, что приводит к увеличению амплитуды выходного сигнала. При учете нелинейных эффектов имеет место ограничение амплитуды поля и, как следствие, искажение выходного импульса по сравнению с входным (рис. 4, б).

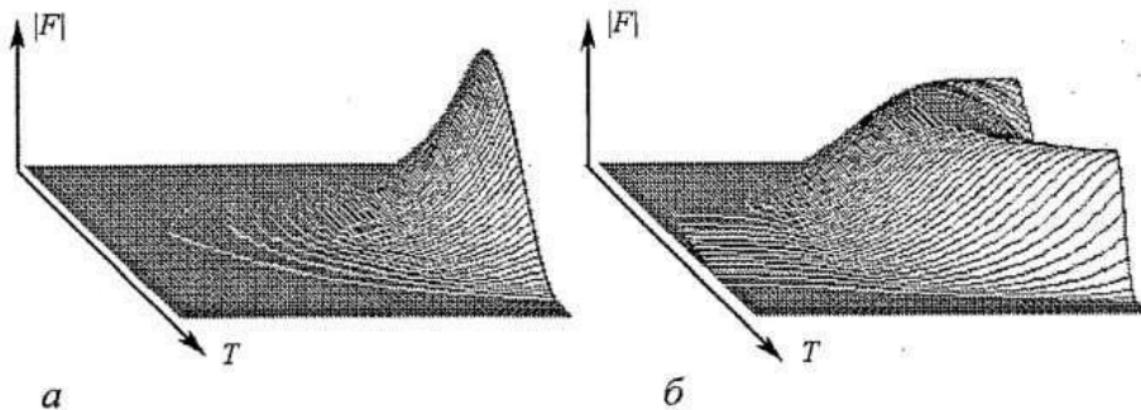


Рис. 4. Изменение во времени распределения амплитуды поля по длине системы; $A=0.5$, $\alpha=0.05$, $L=6.0$. а - Линейная теория, максимальное значение $|F| \approx 51.0$; б - нелинейная теория, $|F| \approx 3.0$

При небольших значениях, $L < 3$, нелинейные эффекты практически не проявляются и система функционирует как усилитель, не искажающий форму сигнала (рис. 5).

При дальнейшем увеличении тока пучка начинают проявляться нелинейные эффекты, наличие которых приводит к изменению формы сигнала в процессе распространения по длине системы (рис. 6).

Рассмотрим динамику импульса во времени. На начальном этапе рост

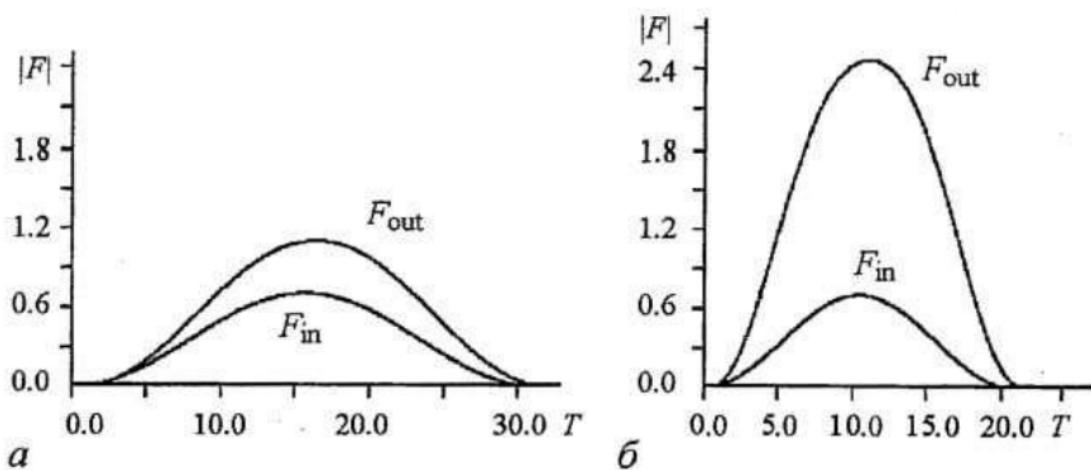


Рис. 5. Зависимости амплитуды входных F_{in} и выходных F_{out} сигналов от времени при небольших значениях параметра L : *а* - $L=2$, малое усиление сигнала (без искажений); *б* - $L=3$, большее усиление (с нелинейными искажениями). $A=0.5$, $\alpha=62.83$

входного сигнала приводит к росту первой гармоники пучка и, соответственно, к росту амплитуды поля. Достаточно большое поле приводит к перегруппировке электронов и уменьшению тока первой гармоники. При этом уменьшается и амплитуда выходного сигнала. При дальнейшем увеличении L форма выходного сигнала изменяется достаточно сильно. Увеличение амплитуды поля вызывает перегруппировку электронов. Это приводит к тому, что импульс сильно деформируется, появляется «провал».

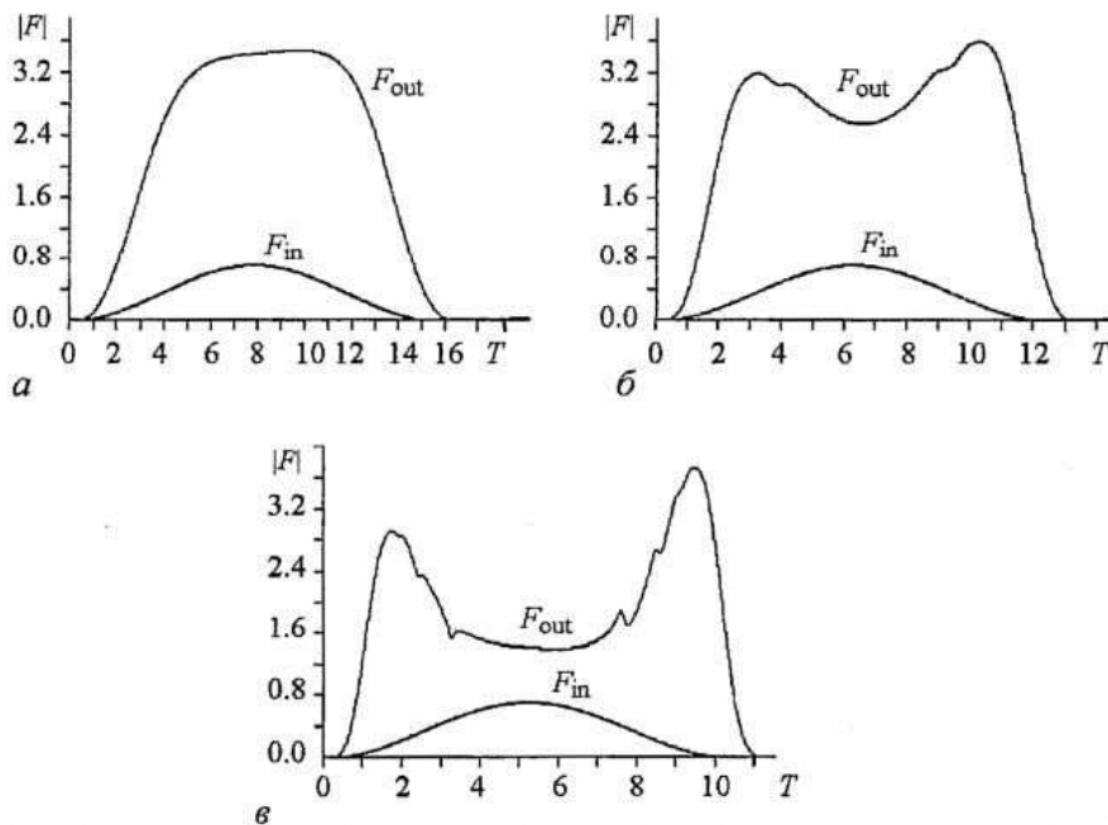


Рис. 6. Зависимость амплитуды входных и выходных сигналов от времени при $A=0.5$, $\alpha=0.05$ и разных значениях L : *а* - 4.0; *б* - 5.0; *в* - 6.0

Заключение

Рассмотренная версия нестационарной нелинейной теории ЛБВ-усилителя позволяет исследовать нелинейные и инерционные эффекты, сопровождающие распространение импульсов по длине системы в ситуации, когда инерционные свойства определяются одним фактором - групповым рассинхронизмом. Наличие характерного временного масштаба, определяющего инерционные свойства усилителя, приводит к конечной ширине выходного импульса, даже если длительность входного импульса мала.

Анализ данной задачи показал, что в линейной теории увеличение нормированной длины системы сопровождается неограниченным увеличением амплитуды выходного сигнала, тогда как нелинейная теория указывает на ограничение роста амплитуды и искажение формы импульса.

Проведенное теоретическое исследование выявило также, что при больших значениях нормированной длины одногорбая первоначально форма импульса существенно изменяется с образованием «провала» в центральной части выходного импульса.

Автор выражает благодарность С.П. Кузнецovу за руководство работой, постоянное обсуждение и помощь. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16192).

Библиографический список

1. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1980. С. 101.
2. Гинзбург Н.С., Пиковский А.С., Сергеев А.С. Стохастизация электромагнитного излучения в системах с конвективной неустойчивостью электронного потока // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 4. С. 821.
3. Манькин И.А., Школьников В.Г. К нестационарной нелинейной теории ЛБВ // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, № 9. С. 1918.
4. Манькин И.А., Школьников В.Г. Теоретический анализ взаимодействия протяженного электронного потока с полем широкополосного стохастического сигнала // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, № 9. С. 1932.
5. Безручко Б.П., Булгакова Л.В., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. Экспериментальное и теоретическое исследование стохастических автоколебаний в лампе обратной волны // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Изд. СГУ, 1981, кн.5. С. 25.
6. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Об особенностях усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарных электромагнитных потоков // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 23. С. 8.
7. Булгакова Л.В., Трубецков Д.И., Фишер В.Л., Шевчик В.Н. Лекции по электронике СВЧ приборов типа «О». Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1974.

PASSAGE OF IMPULSE SIGNAL THROUGH TRAVELING-WAVE TUBE

Alexey M. Dolov

The passage of impulse signal through traveling-wave tube with group unsynchronism as main inertial properties of the amplifier are discussed. The comparison of passing signals in terms of linear and nonlinear theory are introduced. The basic mechanism of the evolution of impulse through the system are presented.



Долов Алексей родился в Саратове (1979). Окончил лицей Колледжа прикладных наук (1997). В том же году поступил в Саратовский государственный университет в Высший колледж прикладных наук, который позднее был преобразован в факультет нелинейных процессов. На втором и третьем курсе изучал вейвлет-анализ и его применение для анализа бифуркаций в динамических системах. С четвертого курса начал заниматься научными исследованиями на кафедре динамических систем под руководством проф. Кузнецова С.П. Тема дипломной работы была связана с нестационарными явлениями при взаимодействии электронного потока с электромагнитными волнами. В настоящее время является аспирантом кафедры динамических систем СГУ в СО ИРЭ РАН.

В июле 2002 года участвовал в международной конференции IVESC 2002 (THE 4th INTERNATIONAL IEEE VACUUM ELECTRON SOURCES CONFERENCE).