

Физические процессы в электронных приборах

УДК 621.383.52

© 1991 г.

Б.П. Безручко, А.В. Кулешов, В.Т. Потапов, В.И. Пономаренко

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ С ФОТОДИОДОМ

Исследуется нелинейная динамика одиночного и двух идентичных связанных колебательных контуров с фотодиодами при внешнем периодическом воздействии. Приводится структура пространства параметров при возбуждении световым и электрическим сигналами. Демонстрируется возможность управления колебательными состояниями.

Радиотехнические колебательные системы являются классическим полигоном для исследования нелинейных явлений [1]. Интерес к ним еще более возрос после того, как в периодически возбуждаемом LC -контуре с полупроводниковым варакторным диодом была обнаружена нелинейная стохастизация процессов и он оказался одним из наиболее доступных и простых объектов с хаотической динамикой [2]. Для этого нелинейного осциллятора характерно множество регулярных и хаотических колебательных режимов и наличие в пространстве параметров областей бистабильности; в системе связанных контуров нелинейные колебательные режимы еще более разнообразны, а наличие би- и мультстабильностей типично [3–6]. В данной работе экспериментально исследуются одиночный и связанные контуры с полупроводниковыми фотодиодами, рассматриваются нелинейные колебательные режимы при световом и электрическом возбуждениях и демонстрируется возможность управления колебательными состояниями.

В качестве базового объекта экспериментальных исследований использовался колебательный контур, состоящий из катушки индуктивности и фотодиода. В случае электрического возбуждения на контур с помощью источника напряжения подавался гармонический сигнал амплитудой V' и частотой F . При световом возбуждении мощность излучения, падающего на фотодиод, менялась по закону: $P_0 + V'' \cos 2\pi Ft$. Постоянный уровень мощности излучения P_0 и амплитуда периодического воздействия V'' регулировались соответственно постоянной и переменной составляющими тока светодиода АЛ 107, используемого в качестве источника света. На фотодиоде предусматривалось регулируемое постоянное отрицательное напряжение смещения $U_{см}$. Величина L выбиралась такой, чтобы значения частоты линейного резонанса контура находились в удобном для исследования интервале $10 \dots 100$ кГц¹. При исследовании системы

¹Так как технологический разброс параметров серийных оптоэлектронных элементов достаточно велик, эксперименты проводились с отобранными образцами фотодиодов, демонстрирующими нелинейные эффекты в пределах возможности экспериментальной установки. При модуляции излучения светодиода гармоническим сигналом уровень второй гармоники возрастал с увеличением V'' , но не превышал 10 дБ.

двух одинаковых связанных контуров между идентичными точками вводился переменный резистор связи R ; контуры возбуждались синфазно одинаковыми гармоническими сигналами. В экспериментах регистрировались временные реализации токов и напряжений, спектры мощности и фазовые портреты колебаний. Исследовалась нелинейная динамика объектов в зависимости от параметров $V, F, P_0, U_{см}, K = 1/R$.

В множестве вынужденных движений одиночного нелинейного контура при обоих способах возбуждения может быть выделен набор основных циклов Γ_n периода $T_n = nT$, где $T = 1/F$, $n = 1, 2, 3, \dots$, — число базовых циклов Γ_n . Для их идентификации удобно использовать временные реализации напряжения на фотодиоде $U(t)$ (рис. 1). Как и аналогичные зависимости в контуре с варакторным диодом [2], они асимметричны относительно нулевой линии $U = 0$ и имеют вид повторяющихся через T_n острых пиков обратной для диода полярности, разделенных более монотонными участками прямого напряжения. Основной сценарий эволюции циклов Γ_n — переход к хаосу через последовательность удвоений периода колебаний. Это выглядит, как последовательное изменение высоты пиков, которые повторяются через $2T_n, 4T_n, \dots$, а в хаотических режимах не повторяются. Для удобства дальнейшего описания исходный цикл Γ_n , циклы, родившиеся из него в результате бифуркации удвоения периода ($2\Gamma_n, 4\Gamma_n, \dots$), и хаотические движения на его основе будем называть "видом колебаний n ". Примеры временных реализаций колебаний вида $n = 2$ одиночного контура приведены на рис. 1, а. Если формально при $K = 0$ объединить в единую систему два одиночных контура, в каждом из которых возбуждены колебания периода MT , где $M = 1, 2, 3, \dots$, то очевидна возможность M способов реализации движений, отличающихся величиной временного сдвига ΔT между колебаниями подсистем: $\Delta T = mT$, где $m = 0, 1, 2, 3, \dots, M$. Каждому m соответствует базовый цикл в фазовом пространстве системы двух контуров, который существует в некотором интервале значений и при $K > 0$. Примеры характерных временных реализаций некоторых циклов связанной системы приведены на рис. 1, б, в.

В многомерных пространствах параметров $K, V, F, P_0, U_{см}$ исследуемых объектов каждый вид колебаний имеет свою область существования. Взаимное перекрытие двух таких областей означает бистабильность, а нескольких — мультистабильность. Реализация того или иного колебательного режима при наличии мультистабильности определяется начальными условиями. Зафиксировав два из четырех выделенных параметров одиночного контура, можно представить наглядную картину расположения областей существования различных видов колебаний на плоскости двух других параметров. Так, на рис. 2 приведены примеры структур различных плоскостей для контура с фотодиодом ФД7Г. Сплошные линии соответствуют мягким бифуркационным переходам, штриховые — жестким (гистерезисным), штриховыми линиями окружены области би- и мультистабильности, заштрихованы области хаоса. Цифры соответствуют виду колебаний. Если область существования каждого отдельного вида колебаний "вырезать" на отдельном листе, то штриховые линии будут соответствовать границам листов, из которых складывается плоскость, а жесткий переход — перескоку с листа одного номера на другой. Например, при движении из точки А (рис. 2, а) области $n = 2$, где имеет место цикл Γ_2 , в сторону увеличения F цикл претерпевает бифуркации удвоения периода (см. временные реализации $U(t)$, показанные на рис. 1, а), а при критических значениях параметров переходит к хаосу с типичными для фейгенбаумовских систем перестройками в закритической области. Бифуркационные линии в области существования выделенных видов не указаны на рис. 2, только штриховкой отмечены закритические значения параметров. При дальнейшем движении по плоскости параметров происходит перескок с листа 2 на лист 3 — от хаоса на базе Γ_2 к циклу Γ_3 , который с ростом F повторит сценарий эволюции предшественника, и т.д. вплоть до хаоса на ба-

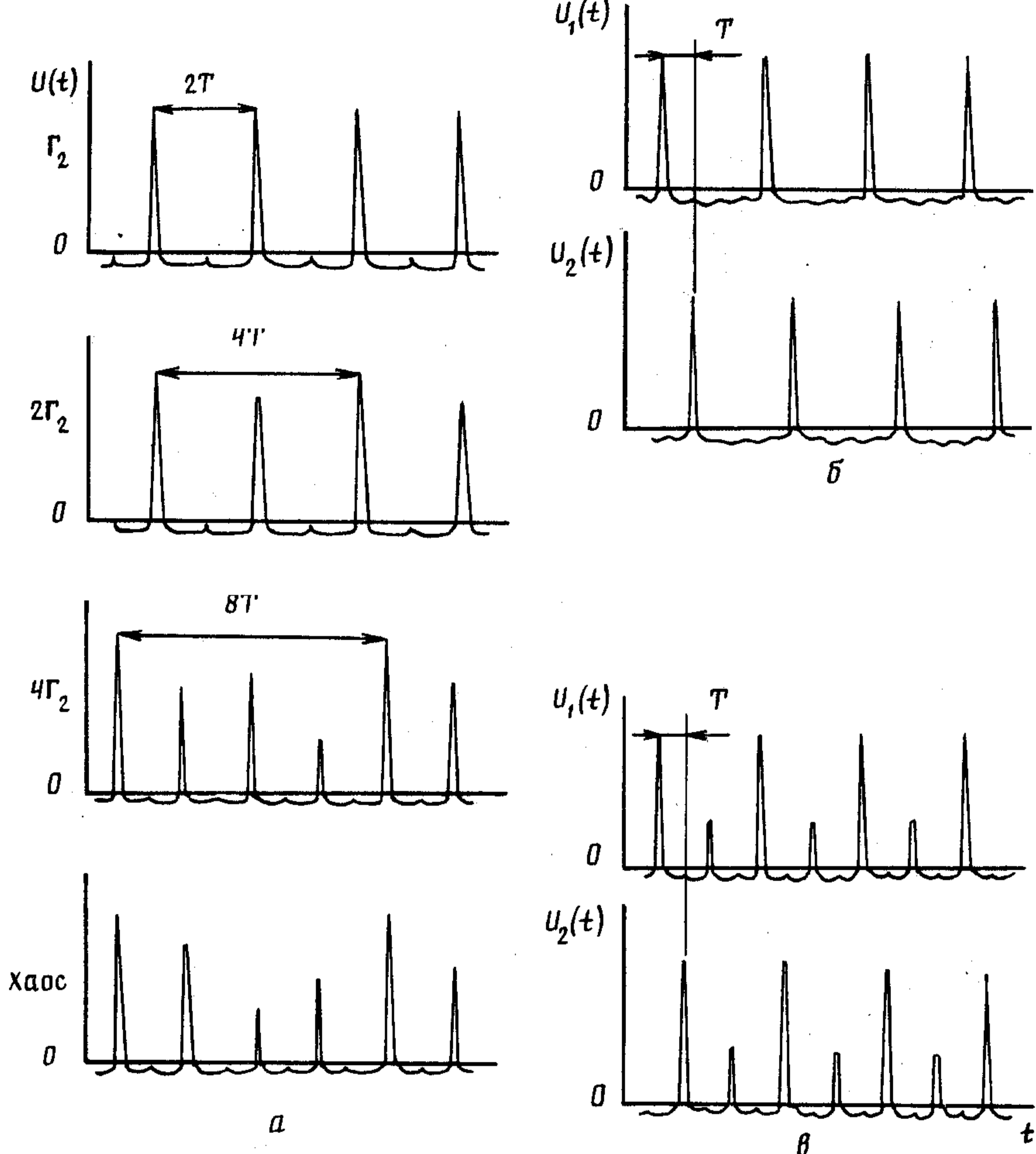


Рис. 1. Примеры временных реализаций некоторых колебательных режимов одиночного контура, возбуждаемого светом (а), и системы двух связанных контуров Γ_4 при $m = 1$ (б) и $2\Gamma_2$ при $m = 1$ (в).

зе цикла Γ_5 . Зоны бистабильности в областях жестких переходов из хаоса на базе Γ_n на цикл Γ_{n+1} бывают столь узкими, что, например, на рис. 2, в они выделены одной штриховой линией. Эволюция цикла Γ_1 при всех значениях параметров, соответствующих рис. 2, а, происходит мягко, так что удвоенный цикл Γ_1 и цикл Γ_2 различаются лишь условно. При движении из точки С влево после удвоения периода колебаний система приходит к хаотическим движениям со сплошным спектром, характерным для аттрактора на базе Γ_2 . При дальнейшем уменьшении F в закритической области имеют место перемежающиеся хаотические движения на основе объединения видов 2 и 3, затем только 3 и т.д. до хаоса и циклов вида 5. Сопоставление плоскостей амплитуда – частота воздействия $V'' - F$ (рис. 2, б) и $V' - F$ (рис. 2, в) показывает, что способ возбуждения контура существенно влияет на конфигурацию и взаимное расположение областей существования различных колебательных режимов. Первая картина больше похожа на известную для контура с варакторным диодом [3], а конфигурация второй, по всей видимости, связана с характерным видом вольт-фарадной харак-

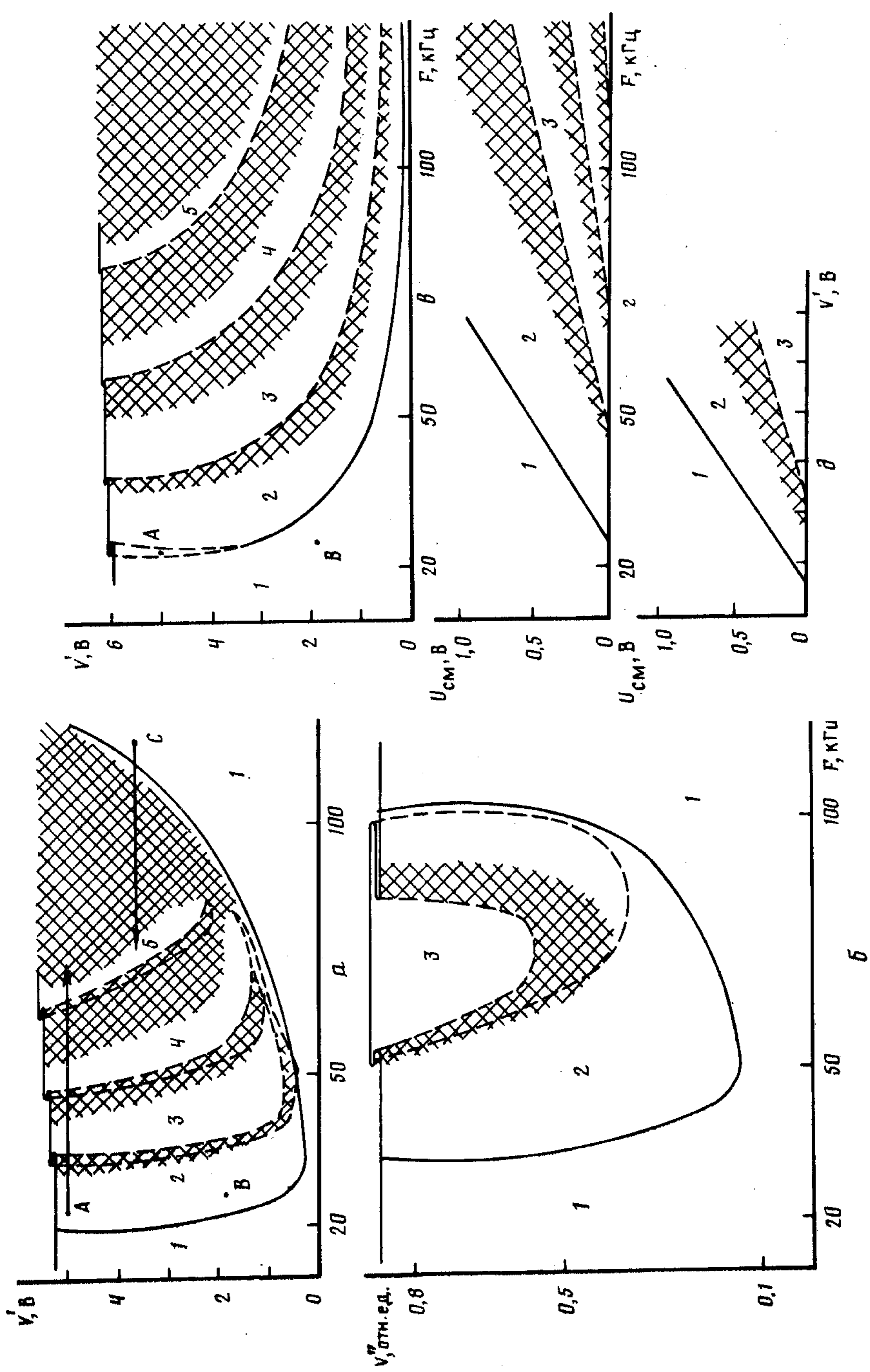


Рис. 2. Сечения пространства параметров одиночного контура при электрическом (а, в-д) и световом (б) возбуждении плоскостя-
ми: а - $P_0 = 3$ мВт, $U_{см} = 0$; б - $P_0 = 3$ мВт, $U_{см} = 0$; в - $P_0 = 0$, $U_{см} = 0$; г - $P_0 = 0$, $U_{см} = 0$; д - $P_0 = 0$, $U_{см} = 50$ кгЦ

теристики рассматриваемого диода. Наличие постоянной освещенности фотодиода приводит к смещению областей существования видов с заданным n в сторону меньших частот (рис. 2, *a*, *в*) и к сокращению числа удвоений периода, предшествующих хаосу. При введении обратного смещения $U_{см}$ на фотодиоде области существования видов с заданным числом n смещаются в сторону более высоких частот воздействия; причем этот сдвиг тем существеннее, чем больше $U_{см}$ и число n . Аналогичная деформация происходит при введении $U_{см}$ и с границами существования видов колебаний на плоскости $V' - U_{см}$: они сдвигаются в сторону увеличения амплитуды гармонического воздействия тем сильнее, чем больше n .

Проиллюстрированное на рис. 2, *a* и *в* влияние освещенности диода на области существования всех видов колебаний исследуемого контура позволяет реализовать управление колебательными режимами с помощью света. Причем в точках пространства параметров, где существует единственный режим, отключение светового воздействия и возврат системы к прежнему значению параметров означает восстановление первоначального состояния (см. точку *B* на рис. 2, *a* и *в*). В области же бистабильности возможно переключение колебаний с помощью световых импульсов. Например, если при значениях параметров, соответствующих точке *A* на рис. 2, *в*, существует режим Γ_1 , то световой импульс достаточной амплитуды и длительности переключит систему в стационарное колебательное состояние Γ_2 , возврат из которого в состояние Γ_1 можно осуществить регулировкой любого из трех оставшихся неизменными параметров.

Пространство параметров связанной системы по сравнению с одиночным контуром структурировано еще более сложно, так что его можно изобразить только с помощью набора большого числа листов [6]. Нами были проведены демонстрационные эксперименты по переключению светом четырех мультстабильных состояний, соответствующих колебательным режимам Γ_4 и $2\Gamma_2$ при $m = 0, 1, 2, 3$. В процессе переключения система вводилась светом в область существования хаотических колебаний данных видов. При этом возбуждение режима с заданным m было случайно. Выбор способов однозначного целенаправленного переключения мультстабильных состояний составляет самостоятельную задачу и в рамках данной работы не рассматривается.

Предлагаемые результаты расширяют представления о нелинейных осцилляторных системах и могут быть полезны при использовании подобных схем в устройствах обработки информации и связи, тем более что оптоэлектронные элементы занимают в них все большее место. Так, одним из направлений развития элементной базы оптических систем обработки информации является использование гибридных бистабильных элементов, в которых кроме чисто оптических эффектов используются влияния иной физической природы, в частности электрической [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хаяси. Нелинейные колебания в физических системах. М.: Мир, 1968.
2. Linsay P.S. // Phys. Rev. Letters. 1981. V. 47. № 19. P. 1349.
3. Кипчатов А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 2. С. 182.
4. Максимов А.С., Максимов Н.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 8. С. 147.
5. Астахов В.В., Безручко Б.П., Селезнев Е.П. // РЭ. 1987. Т. 32. № 12. С. 2558.
6. Астахов В.В., Безручко Б.П., Гуляев Ю.В., Селезнев Е.П. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 3. С. 60.
7. Гиббс Х. Оптическая бистабильность (управление светом с помощью света). М.: Мир, 1988.

Поступила в редакцию
23.05.90