



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

И.Ф. Колпаков

1362

ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД, ПРИНЦИП РАБОТЫ
И ОСНОВЫ СХЕМНОГО РАСЧЕТА

(Обзор)

Дубна 1963

ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД, ПРИНЦИП РАБОТЫ
И ОСНОВЫ СХЕМНОГО РАСЧЕТА

(Обзор)

207/1702

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

	стр.
Введение	3
Часть 1. Физические принципы работы туннельного диода.	5
1.1. Туннельный эффект в тонких $p-n$ -переходах сильно легированных полупроводниковых веществ и вольтамперная характеристика туннельного диода.	
1.2. Физический частотный предел туннельного диода.	15
1.3. Влияние внешних условий на работу туннельного диода.	15
Часть 2. Анализ работы туннельного диода в усилительных, генераторных и триггерных схемах.	17
2.1. Аппроксимация вольтамперной характеристики туннельного диода.	17
2.2. Эквивалентная схема туннельного диода.	20
2.3. Основная схема включения и режимы работы.	21
2.4. Туннельный диод в режиме усиления, разновидности усилительных схем.	22
2.5. Шумы усилителей на туннельных диодах.	32
2.6. Линейность, стабильность, зависимость от температуры и от стабильности источников питания коэффициента усиления усилителей на туннельных диодах.	35
2.7. Согласование усилительных каскадов.	37
2.8. Туннельный диод в режиме генератора.	40
2.9. Туннельный диод в переключающих схемах с одним и двумя устойчивыми состояниями.	45
2.10. Анализ работы туннельного диода в режиме переключения:	51
а) в режиме переключения напряжения,	52
б) в режиме переключения тока.	63
2.11. Измерение параметров туннельных диодов и осциллографирование характеристик.	66
2.12. Туннельные диоды в комбинациях с сопротивлениями и обращенными диодами.	70
2.13. Туннельные диоды в комбинациях с транзисторами.	76
Литература.	81

В 1958 году японский физик Лео Эсаки обнаружил явление туннельного эффекта в тонких $p-n$ -переходах сильно легированного германия и на основе этого явления разработал первые образцы туннельных диодов. В настоящее время туннельный диод является одним из основных полупроводниковых приборов, применяемых в радиоэлектронике, и область возможных применений его продолжает расширяться. Интерес к туннельному диоду является следствием его уникальных качеств: высокого частотного предела работы, малого потребления мощности, простоты изготовления, малых габаритов и веса, низкого уровня шумов, стойкости к внешним воздействиям. Исследованиям туннельных диодов и схем с их применением посвящены сотни работ, и число их продолжает расти. В существующих обзорах по туннельным диодам, к сожалению, отсутствуют или не даны полностью расчетные соотношения, необходимые при использовании туннельных диодов в электронных схемах. В предлагаемом обзоре сделана попытка сбора и обобщения необходимых расчетных соотношений. Обзор включает в себя три части. В части I рассматриваются физические принципы работы туннельного диода, и приводятся некоторые квантовомеханические соотношения, описывающие туннельный эффект в тонких $p-n$ -переходах сильно легированных полупроводниковых веществ. В части 2 излагаются принципы работы туннельного диода в режиме усиления, генерации и переключения, даются основные расчетные соотношения, и приводятся примеры схем. Часть 3 посвящается применению туннель-

ных диодов в схемах цифровой техники и ядерной электроники. Обзор не претендует на полноту, в частности, в обзоре не освещается применение туннельных диодов в качестве усилителей СВЧ, однако при необходимости получения дополнительных сведений можно пользоваться обзорами В.И.Фистулы и Н.З.Шварца, Ю.И.Воронцова и К.С.Ржевкина, Б.Н.Кононова и А.С.Сидорова, а также другими цитированными литературными источниками.

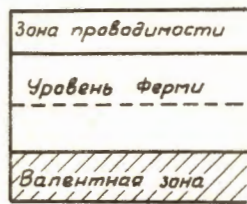
Часть I. Физические принципы работы туннельного диода

I.1. Туннельный эффект в тонких рп-переходах сильно легированных полупроводниковых веществ и вольтамперная характеристика туннельного диода.

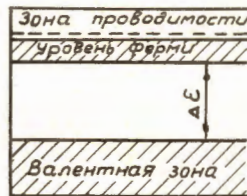
Для понимания работы туннельного диода должны быть рассмотрены диаграммы энергетических уровней и образование р-п переходов в кристаллических веществах. Процесс формирования потенциального барьера на р-п переходе может быть лучше понят с помощью уровня Ферми μ . Распределение имеющихся электронов в кристалле описывается функцией Ферми-Дирака:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}} + 1} \quad (I)$$

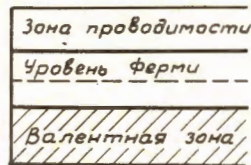
где ε - энергия электрона, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, ε_F - энергия, рассматриваемая как уровень Ферми. Функция распределения симметрична относительно ε_F , то-есть вероятность нахождения электрона на уровне ε выше уровня ε_F является той же самой, что и вероятность нахождения энергетического уровня, не занятого электроном (дырки), ε ниже уровня ε_F при любой данной температуре. По этому свойству функции распределения можно находить уровень Ферми. В изоляторе (рис. I а) из-за большой ширины запрещенной зоны (порядка нескольких электрон-вольт) вероятность появления электрона на уровнях зоны проводимости равна нулю, поэтому уровень Ферми расположен посреди запрещенной зоны. В проводнике (рис. I б) имеются заполненные электронами энергетические уровни в зоне проводимости, и уровень Ферми находится всегда в этой зоне. В чис-



а



б

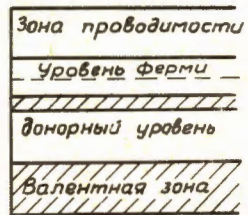


в

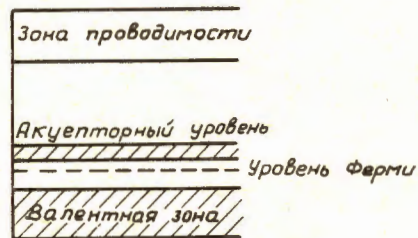
Рис.1. Диаграмма энергетических уровней:

- а) изолятора,
- б) проводника,
- в) чистого полупроводника .

том полупроводнике (рис.1в), который отличается от изолятора только меньшей шириной запрещенной зоны (порядка 1 электрон-вольта), уровень Ферми находится также в центре промежутка между зоной проводимости и валентной зоной. В полупроводниках n -типа, где существуют примесные донорные уровни в запрещенной зоне (рис.2 а), уровень Ферми располагается посреди между донорным уровнем и основанием зоны проводимости. В полупроводниковых веществах p -типа, где имеются примесные акцепторные уровни в запрещенной зоне (рис.2б), уровень Ферми находится посреди промежутка между валентной зоной и примесным акцепторным уровнем. Важным физическим свойством, связанным с понятием уровня Ферми, является то, что при контакте двух твердых тел, находящихся в тепловом равновесии, их уровни Ферми располагаются в одну линию (рис.3 а и б). Уровень Ферми p -вещества расположен ближе к валентной зоне, а для n -вещества - ближе к зоне проводимости, поэтому при соединении двух кусков полупроводникового вещества p - и n -типов электроны и дырки двигаются через переход и образуют свободные заряды, которые видоизменяют электрический потенциал двух областей таким образом, что линии расположения двух уровней Ферми совпадают и образуют равновесный уровень для новой системы. На рис.3 б потенциальный барьер для электронов от n -области к p -области представлен подъемом дна зоны проводимости. Для дырок, очевидно, существует барьер при переходе от p -области к n -области. При смещении перехода в обратном направлении высота барьера увеличивается, и через барьер проходит только малый обратный ток на-



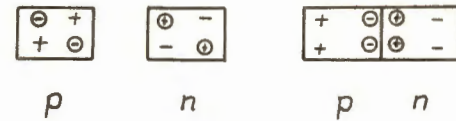
а



б

Рис.2. Диаграмма энергетических уровней полупроводникового вещества:

- а) n - типа,
- б) p - типа.



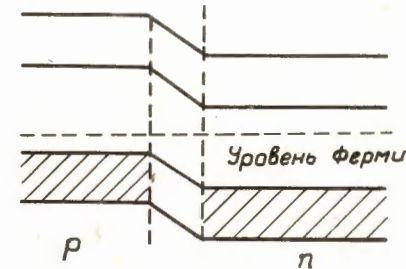
p

n

p

n

а



p

n

б

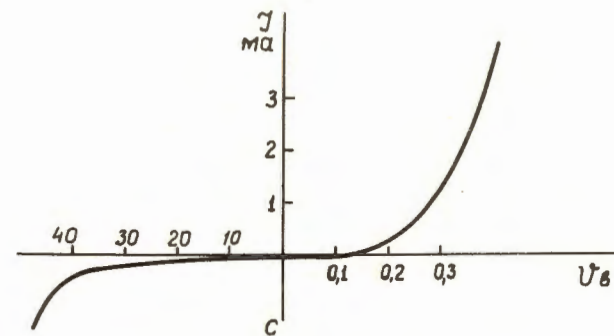


Рис.3. Образование энергетического барьера в pn -переходе и вольтамперная характеристика обычного германиевого диода.

сыщения J_s , при смещении перехода в прямом направлении барьер уменьшается, и начинается диффузионный ток, обуславливающий прямую проводимость диода. Вольтамперная характеристика германиевого диода для случаев прямого и обратного смещений приводится на рис.3 в. Если концентрация примесей в полупроводниковом веществе составляет несколько единиц на 10^{19} см^{-3} , то полупроводник начинает напоминать сплав и области электронной и дырочной проводимости оказываются вырожденными, то есть уровень Ферми в области p - типа будет находиться в валентной зоне или близко к ней, а в области n - типа будет лежать в зоне проводимости ¹²/. Энергетическая диаграмма, соответствующая этому случаю, приводится на рис.4. При большом количестве примесей переход, толщина которого обратно пропорциональна количеству примесей, оказывается очень тонким, порядка 100 \AA , и напряженность поля на нем достигает больших значений, порядка единиц на 10^5 в/см . В таких полях имеет место явление Зенера или холодная эмиссия электронов ¹³/. Благодаря туннельному эффекту, при нулевом смещении электроны будут проходить через запрещенную зону в обе стороны от барьера, и эти токи будут равны. При подаче на переход отрицательных смещений преобладает ток из валентной зоны p - вещества в зону проводимости n - вещества (рис.5 а). С увеличением отрицательных смещений этот ток будет возрастать, и диод оказывается проводящим при всех обратных смещениях до момента теплового разрушения. При подаче небольших положительных смещений имеет место туннельный ток из зоны про-

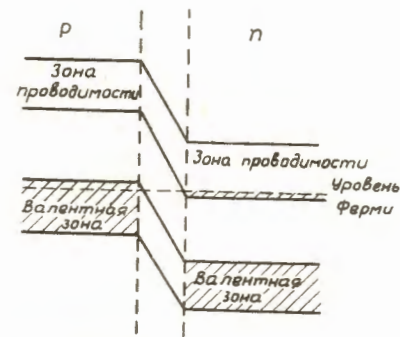


Рис.4. Энергетическая диаграмма, соответствующая вырожденному полупроводниковому веществу.

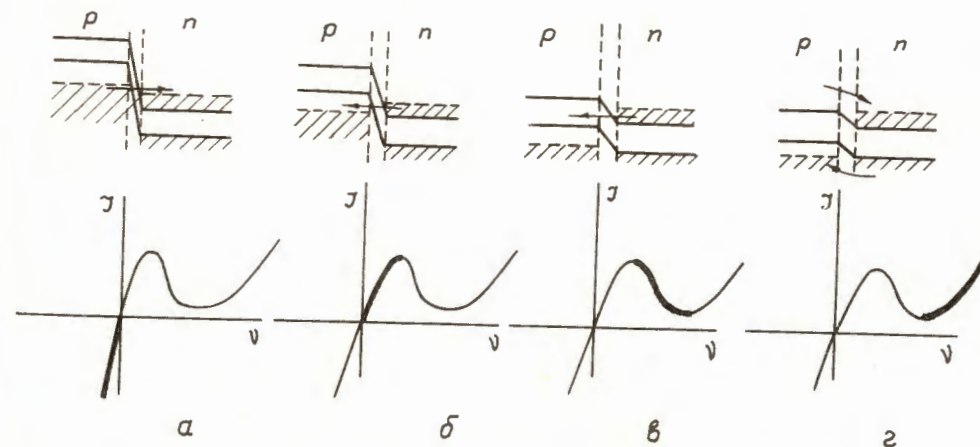


Рис.5. Энергетические диаграммы для различных смещений туннельного диода и соответствующие участки его вольтамперной характеристики:

- а) при обратных смещениях,
- б) при небольших положительных смещениях,
- в), г) при дальнейшем увеличении положительных смещений.

проводимости n - вещества на свободные уровни валентной зоны p - вещества (рис.5 б).

Плотность туннельного тока дается выражением ^{14/}:

$$j = e \int_{\epsilon_c}^{\epsilon_v} \frac{\rho_c(\epsilon) \rho_v(\epsilon) [f_c(\epsilon) - f_v(\epsilon)]}{\rho_c + \rho_v} \cdot Z d\epsilon, \quad (2)$$

где ϵ_c и ϵ_v - границы зон проводимости и валентной, $f_c(\epsilon)$ и $f_v(\epsilon)$ - функции распределения Ферми-Дирака (см. выражение (1)), $\rho(\epsilon)$ - плотности энергетических уровней в соответствующих зонах:

$$\rho(\epsilon) d\epsilon = \frac{2\pi g (2m^*)^{\frac{3}{2}} \epsilon^{\frac{1}{2}} d\epsilon}{(2\pi h)^3} = \text{const} \epsilon^{\frac{1}{2}} d\epsilon.$$

Здесь m^* - эффективная масса электрона, g - вырождение по спину, равное 2. Величина Z представляет собой вероятность туннельного эффекта сквозь барьер и равна:

$$Z = \frac{aeE D_0}{h} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{h} \frac{(\Delta\epsilon - \epsilon_{yp} - \epsilon_x)^{\frac{3}{2}}}{eE} \right\}.$$

В этом выражении a - постоянная решетки, m^* - приведенная масса электрона, равная: $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*}$, E - однородное поле в области барьера, $\Delta\epsilon$ - ширина запрещенной зоны, ϵ_{yp} - уровень туннелирования, $\epsilon_x = \Delta\epsilon - \epsilon_{yp} - eEx$. Полный ток равен $J = Aj$, где A - площадь перехода. При дальнейшем увели-

чении положительного смещения зона проводимости n - вещества оказывается напротив запрещенной зоны p - вещества, где нет разрешенных уровней для электронов, поступающих из n -вещества (рис.5 в). Таким образом, несмотря на увеличение смещения, ток диода падает. При дальнейшем увеличении напряжения барьер понижается настолько, что имеет место обычный диффузионный ток диода (рис.5 г).

Диффузионный ток диода описывается обычным выражением:

$$J = J_s e^{\frac{eU}{kT}}. \quad (3)$$

На рис.6 приведена типичная вольтамперная характеристика германевого туннельного диода. Интересно, что туннельный ток не падает до нуля, а обнаруживается некоторый избыточный ток.

Источниками избыточного тока являются неконтролируемые примеси, которые приводят к дополнительному туннельному току в узких p - n - переходах ^{15,6,7/}. Избыточный ток описывается выражением:

$$J = \text{const} \cdot D \cdot \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} e}{h} W_0 \left(\frac{\Delta\epsilon - \epsilon_d + \epsilon_{Fv}}{\Delta\epsilon - \epsilon_{Fv} + \epsilon_{Fc}} \right)^{\frac{3}{2}} (U_k - U) \right\}, \quad (4)$$

где D - плотность электронных уровней в области запрещенной зоны, ϵ_{Fv} и ϵ_{Fc} - уровни Ферми в соответствующих зонах, $U_k = \Delta\epsilon + \epsilon_{Fv} + \epsilon_{Fc}$ - контактная разность потенциалов, U - при-

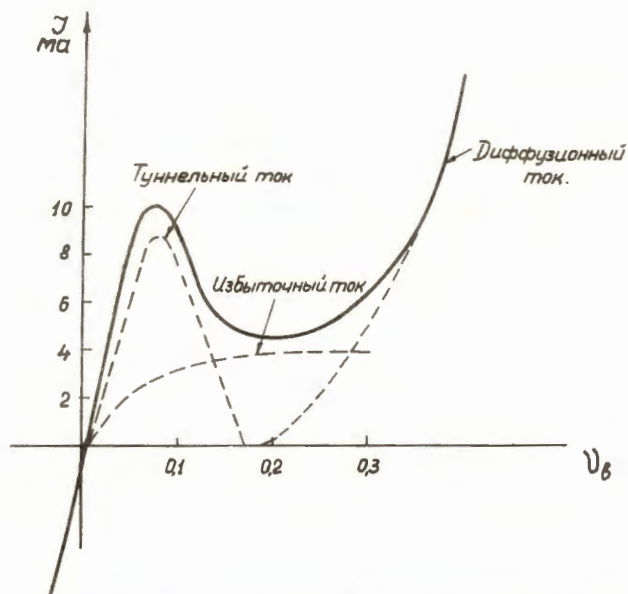


Рис.6. Вольтамперная характеристика германиевого туннельного диода.

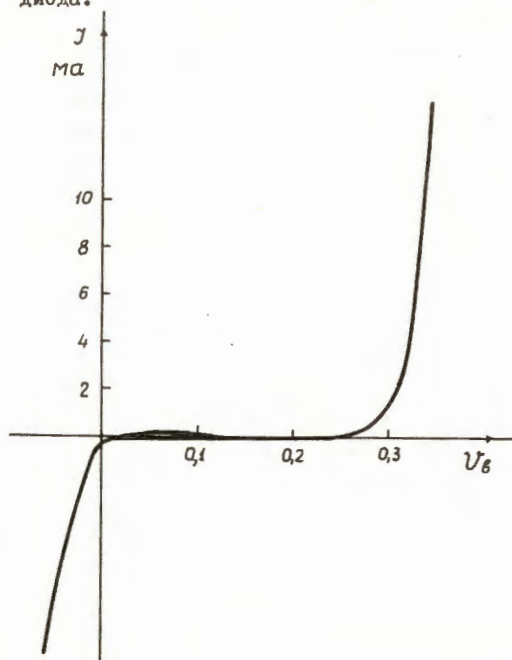


Рис.7. Вольтамперная характеристика германиевого обратного диода.

ложенное напряжение, $\mathcal{W}_0 = \left(\frac{\kappa}{2\pi e} \frac{N_D + N_A}{N_D \cdot N_A} \right)^{\frac{1}{2}}$. В выражении для \mathcal{W}_0 - κ -диэлектрическая постоянная, N_D - концентрация доноров в области pn -перехода, N_A - концентрация акцепторов в области pn -перехода.

На рис.7 дана вольтамперная характеристика германиевого обратного диода / 8 /. В этом диоде используется полупроводник, в котором недостаточная степень вырождения по одну сторону от барьера (или по обе стороны) не позволяет получить характеристику туннельного диода при прямом смещении, однако при обратном смещении он обнаруживает сильный туннельный ток.

1.2. Физический частотный предел туннельного диода

Согласно классической теории, время, необходимое для прохождения тепловым электроном расстояния порядка толщины энергетического барьера, равно 10^{-13} сек, однако более важной характеристикой служит произведение диэлектрической постоянной на удельное сопротивление полупроводника, что определяет время релаксации основных носителей при изменении приложенного напряжения. Это время можно уменьшить приблизительно до 10^{-11} сек / 9 /. Практически частотный предел туннельного диода зависит не от постоянной времени физического процесса, а от технологических проследов изготовления и схемных вопросов при возбуждении как-либо вида колебаний.

1.3. Влияние внешних условий на работу туннельного диода

Полупроводниковые приборы сильно зависят от ионизирующих излучений, так как под действием радиации уменьшается время жизни неосновных носителей. В туннельном диоде имеют дело с основными

носителями, поэтому он обладает более высокой устойчивостью работы в условиях ионизирующих излучений по сравнению с транзисторами. Туннельные диоды способны выдерживать потоки частиц $10^{16}-10^{17}$ I/cm^2 , что на 3-4 порядка выше, чем у транзисторов. При изменении внешних параметров, таких, как температура, магнитные поля, или давление, величины, входящие в формулы (2,3,4), также изменяются. При изменении температуры изменяется распределение основных носителей около уровня Ферми, ширина запрещенной зоны и связанная с ней вероятность туннельного эффекта. Однако, ввиду того, что области электронной и дырочной проводимостей являются сильно вырожденными, туннельный эффект сохраняется в широком диапазоне температур (рис.8), в германии - от температуры жидкого гелия до 250°C , в кремнии - до 400°C и в арсениде галлия - до 600°C /9/. Повышение температуры приводит к уменьшению напряжения на участках характеристики, соответствующих избыточному и диффузионному току, увеличению избыточного и изменению пикового тока диода. В зависимости от количества примесей температурный коэффициент по току может быть положительным и отрицательным и может быть сведен к минимуму соответствующим выбором концентрации примесей /10,11/. Для создания пороговых устройств на туннельных диодах и для повышения надежности работы схем необходимо иметь расчетные соотношения, учитывающие зависимость пикового тока диода от температуры.

Зависимость отношения $\frac{J_1}{J_2}$ для диодов на n -германии можно с 5%-й точностью выразить соотношением /12/:

$$\frac{J_1}{J_2}(t) = \frac{J_1}{J_2(t=20^\circ\text{C})} [1 - 0,008(T-20^\circ) + 0,012(T-20^\circ)]. \quad (5)$$

Сдвиг пикового напряжения для диодов незначителен, а сдвиг напряжения минимума для этих диодов с 10%-й точностью в диапазоне $0-100^\circ\text{C}$ описывается выражением:

$$U_2 = (0,15T - 33) \frac{J_1}{J_2} + 460 - 0,9T \quad \text{мВ}. \quad (6)$$

Диоды на p -германии и арсениде галлия менее чувствительны к температуре. Изменение отношения $\frac{J_1}{J_2}$ для диодов на p -германии можно с точностью нескольких процентов выразить формулой:

$$\frac{J_1}{J_2}(t) = \frac{J_1}{J_2}(t=20^\circ\text{C}) + 6 \cdot 10^{-4} (t-20^\circ). \quad (7)$$

В общем работоспособность у туннельных диодов сохраняется в значительно более широком диапазоне температур, чем у других полупроводниковых приборов.

Часть II. Анализ работы туннельного диода в усилительных, генераторных и триггерных схемах

2.1. Аппроксимация вольтамперной характеристики туннельного диода

Соотношения (2) и (4), описывающие участки вольтамперной характеристики туннельного диода, непригодны для схемных расчетов, поэтому стараются аппроксимировать характеристику диодов простыми кривыми. По-видимому, наиболее точной является аппроксимация характеристики суммой экспонент или полиномами, что подтверждается экспериментальными исследованиями /13/, однако она является

достаточно сложной для расчетов. Обычно пользуются кусочно-ломаной /14,15/, кусочно-степенной /16,17/ или смешанной аппроксимациями /18/. На рис.9 показаны характерные точки вольтамперной характеристики: ток максимума J_1 и соответствующее ему напряжение U_1 , ток минимума J_2 и напряжение U_2 , напряжение на диффузионной ветви характеристики, при котором ток равен пиковому, $-U_3$ и перепад напряжений ΔU . Классификация диодов по группам производится по току максимума, который в зависимости от группы может меняться от сотен микроампер до десятков ампер. Отношение $\frac{J_1}{J_2}$ зависит в сильной степени от материала и меняется в пределах от 4 до 25. Напряжения U_1 , U_2 и U_3 для данного материала меняются лишь в пределах 10-15%. Некоторые усредненные значения этих напряжений приведены в таблице I (данные по Ji и $Ga\beta b$ взяты из работы /19/).

Таблица I

Материал	U_1	U_2	U_3	$\frac{J_1}{J_2}$
Ge	60	270	480	5
Ji	80	400	700	4
GaAs	110	480	1050	20
Gaβb	35	230	500	20

При кусочно-параболической аппроксимации характеристика туннельного диода записывается с помощью следующих выражений:

$$J = J_1 \left[1 - \left(1 - \frac{U}{U_1} \right)^2 \right] \quad \text{для} \quad -U_1 \leq U \leq U_1, \quad (8)$$

$$J = (J_1 - J_2) \left| \frac{U - U_2}{U_3 - U_2} \right|^2 + J_2 \quad \text{для} \quad U_1 \leq U \leq U_3, \quad (9)$$

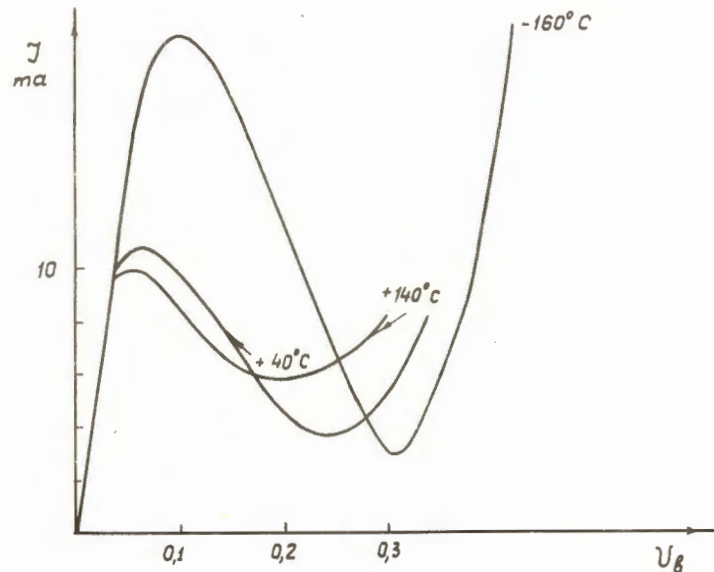


Рис.8. Температурный сдвиг характеристики туннельного диода.

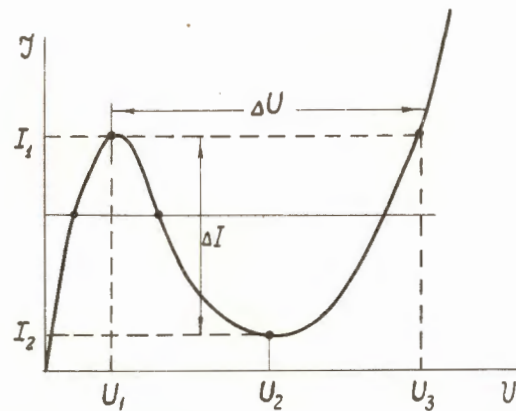


Рис.9. Характерные параметры вольтамперной характеристики туннельного диода.

где γ - величина, близкая к 3 для многих типов диодов.

$$j = j_1 e^{\frac{u - u_3}{\varphi_T}} \quad \text{для } u \geq u_3, \quad (10)$$

где $\varphi_T = \frac{kT}{e} = 0,026$ в.

Коэффициент γ находится методом наименьших квадратов по усредненным экспериментальным вольтамперным характеристикам.

Один из вариантов кусочно-линейной аппроксимации приводится на рис.10. Соответствующие аналитические выражения будут:

$$\begin{aligned} j &= \frac{j_1'}{u_1'} u & \text{для } 0 \leq u \leq u_1', \\ j &= j_1' & \text{--- } u_1' \leq u \leq u_1'', \\ j &= j_1' - \frac{j_1' - j_2'}{u_2' - u_1''} (u - u_1'') & \text{--- } u_1'' \leq u \leq u_2', \\ j &= j_2' & \text{--- } u_2' \leq u \leq u_2'', \\ j &= \frac{j_1' - j_2'}{u_3' - u_2''} (u - u_2'') + j_2' & \text{--- } u_2'' \leq u \leq u_3'. \end{aligned} \quad (11)$$

2.2. Эквивалентная схема туннельного диода

На рис. 11 демонстрируется эквивалентная схема туннельного диода. На этой схеме L - индуктивность корпуса и вводов диода, Z - суммарное сопротивление в выводах, контакте и кристалле, равное единицам ом, C - емкость pn -перехода, которая дос-

точно велика, так как переход в туннельном диоде очень тонкий, и величина ее лежит в пределах от единиц пикофарад до сотен пикофарад. $-R$ - это отрицательное сопротивление туннельного диода, приближенно равное при кусочно-линейной аппроксимации:

$$-R = \frac{u_1' - u_2'}{j_1' - j_2'} \quad (12)$$

При подключении туннельного диода к источнику питания в сопротивление Z входит также и внутреннее сопротивление источника питания. Полное комплексное сопротивление туннельного диода будет равно:

$$Z = z + j\omega L + \left(\frac{1}{j\omega C} \parallel -R \right) \quad (13)$$

Или в виде, более удобном для анализа:

$$Z = \frac{\omega^2 C^2 R^2 z + z - R}{\omega^2 C^2 R^2 + 1} + j \frac{\omega^3 L C^2 R^2 + \omega L - R^2 \omega C}{\omega^2 C R^2 - 1} \quad (14)$$

2.3. Основная схема включения и режимы работы туннельного диода

Туннельный диод является двухполюсником с нелинейным отрицательным сопротивлением, устойчивым по напряжению, так как напряжением однозначно определяется рабочая точка прибора, а если задаваться током, рабочая точка определяется неоднозначно. На

рис.12а демонстрируется основная схема включения туннельного диода. В зависимости от величины сопротивления нагрузки Z при такой схеме включения диод может работать в качестве усилителя, генератора, переключающего элемента с одним или с двумя устойчивыми состояниями /20,21,22/.

2.4. Туннельный диод в режиме усиления

Принцип работы туннельного диода в качестве усилителя демонстрируется на рис.12 б. Как можно судить по наклону нагрузочной кривой, сопротивление нагрузки меньше модуля минимального сопротивления туннельного диода. При изменении напряжения питания на величину ΔE напряжение на самом диоде изменяется на величину ΔU , большую ΔE . Очевидно, что величина ΔU не может превышать области отрицательного сопротивления туннельных диодов (100 мВ для Ge). Таким образом, имеет место усиление по напряжению. Анализ работы туннельного диода посвящен ряд работ /19,23,24,25,26,27,28,29,30/. Схема рис.11 описывается системой дифференциальных уравнений:

$$L \frac{di}{dt} = E(t) - zi - u,$$

$$C \frac{du}{dt} = i - J(u).$$

При исключении i система сводится к уравнению:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{1}{LC} [zC + LJ'(u)] \frac{du}{dt} + \frac{1}{LC} [zJ(u) + u - E(t)] = 0. \quad (15)$$

Это уравнение исследуется методами теории колебаний. Если считать, что E не зависит от времени и пользоваться линейной аппроксимацией (см. уравнение 11) на участке $u_1 \div u_2$: $J(u) = J_0 - \frac{u - u_0}{R}$,

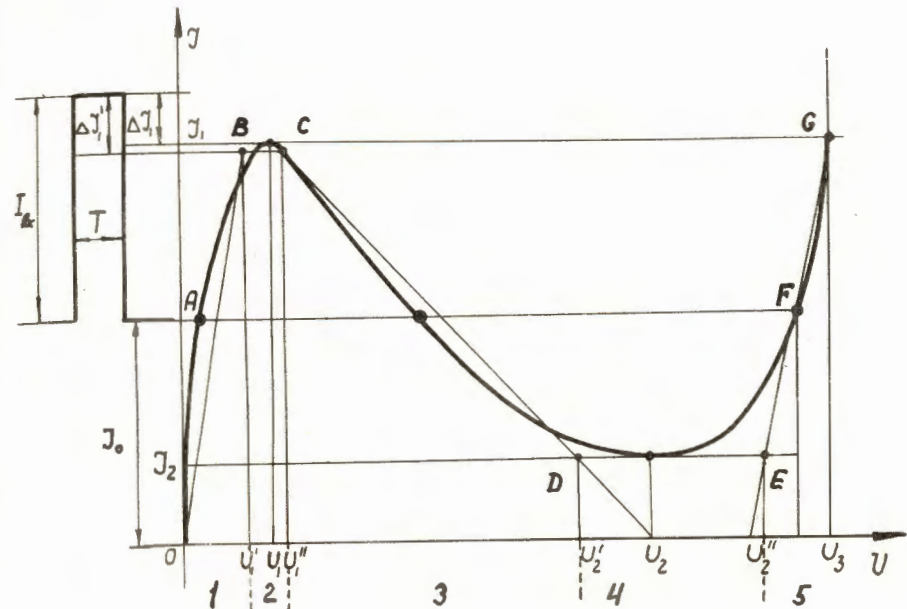


Рис.10. Вариант линеаризации вольтамперной характеристики туннельного диода.

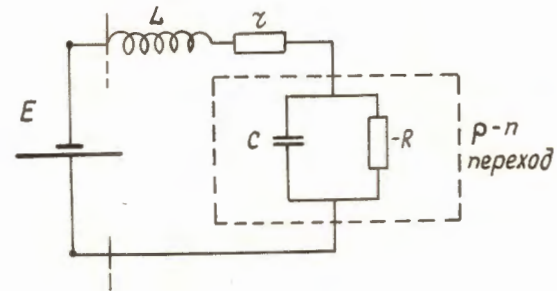


Рис.11. Электрическая эквивалентная схема туннельного диода.

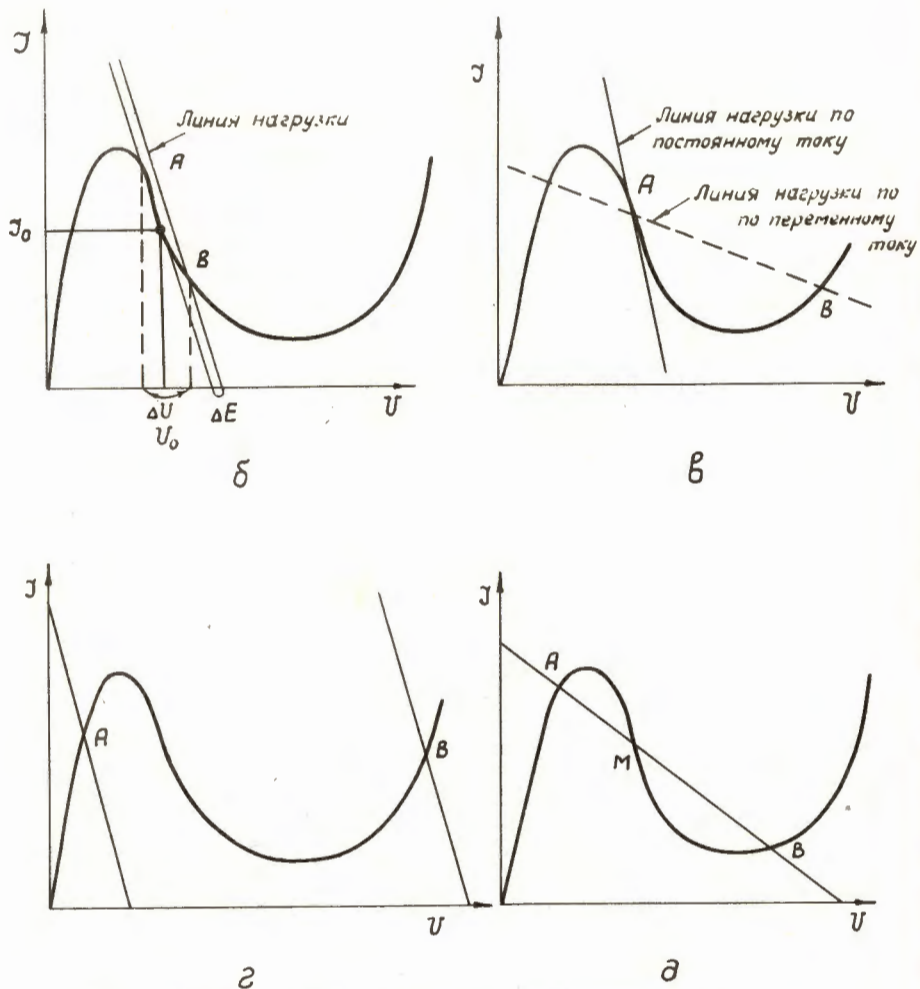


Рис. I2. а) Основная схема включения туннельного диода,

- б) Принцип работы туннельного диода в качестве усилителя,
- в) Режим работы в качестве генератора,
- г) Схема с одним и д) двумя устойчивыми состояниями на туннельном диоде.

то для схемы можно записать дифференциальное уравнение 2-го порядка:

$$-Li'' + \left(\frac{L}{RC} - z\right)i' + \frac{z-R}{RC}i = \frac{1}{RC}(U_0 - E + RJ_0), \quad (16)$$

где J_0 и U_0 - соответственно ток и напряжение рабочей точки туннельного диода. Общим решением этого уравнения будет:

$$i = A_1 e^{p_1 t} + A_2 e^{p_2 t} + \frac{E - U_0 - RJ_0}{z - R}, \quad (17)$$

где p_1 и p_2 - две следующих величины:

$$p_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{RC} - \frac{z}{L} \right) \pm j \sqrt{\frac{1}{LC} \left(1 - \frac{z}{R} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{RC} \right)^2}. \quad (18)$$

Отсюда следует, что схема будет устойчивой, если действительная часть выражений (13)(14) будет отрицательной, то есть:

$$L < z R_{min} C. \quad (19)$$

Для оценки этого условия устойчивости положим $C=10$ пкф, $R=30$ ом, z (сопротивление смещения + сопротивление контактов диода)=20 ом, тогда для стабильности рабочей точки L должно быть менее 9 нгн. Отсюда видны жесткие требования к монтажу усилителей на туннель-

ных диодах. Естественно, что усилительные свойства пропадают, когда отрицательное сопротивление туннельного диода будет скомпенсировано сопротивлением Z , поэтому вторым условием работы туннельного диода в качестве усилителя будет:

$$Z < R. \quad (20)$$

В реальных схемах усилителей паразитная индуктивность цепей питания обычно шунтируется емкостью, так что высокочастотная и низкочастотная части схемы разделены. В зависимости от способа включения нагрузки и от ее реактивной составляющей усилители на туннельных диодах могут быть параллельными и последовательными, широкополосными и резонансными. Прежде чем дать характеристики каждого из типов усилителей, следует ввести ряд определений.

Коэффициент вносимого усиления по мощности определяется как отношение мощности сигнала, выделяемой в нагрузке при включенном диоде, к мощности, выделяемой в этой нагрузке без диода.

Туннельный диод теряет свои усилительные свойства на частоте ω_{np} , при которой действительная часть полного комплексного сопротивления диода становится положительной (см. выражение (13)), т.е. пропадает отрицательное сопротивление диода. Эта частота называется предельной частотой диода:

$$\omega_{np} = \frac{1}{RC} \sqrt{\frac{R}{Z} - 1}. \quad (21)$$

Например, при подстановке в это выражение параметров диода, данных ранее, получаем, что ω_{np} равна 2 Гц.

В параллельном усилителе (рис.13 а) нагрузка подключается параллельно выводам туннельного диода. Коэффициент вносимого усиления по мощности для такого усилителя равен:

$$K = \left| \frac{\frac{1}{R_n}}{\frac{1}{R_n} + \frac{1}{Z}} \right|^2, \quad (22)$$

где $\frac{1}{R_n} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_n}$.

Подставляя выражение (13) в (21) и (22), получим для частот $\omega \leq \omega_0$, где $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, считая, что $Z \ll R$:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{K_0} + \frac{R_n^2}{Z R} \left(\frac{\omega}{\omega_{np}}\right)^2}. \quad (23)$$

В этом выражении

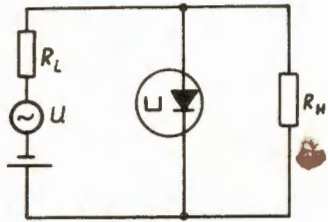
$$K_0 = \frac{1}{1 - \frac{R_n}{R - Z}}.$$

Полоса усиливаемых частот определяется по коэффициенту неравномерности частотной характеристики $\gamma = \frac{K}{K_0}$. Согласно (23),

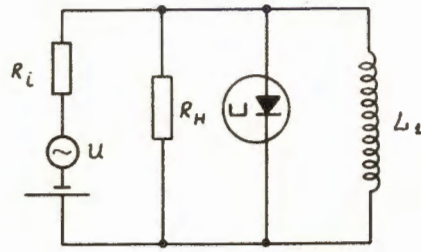
$$\omega_\gamma = \frac{\sqrt{\frac{1}{\gamma} - 1}}{\sqrt{K_0} - 1} \cdot \frac{1}{RC}. \quad (24)$$

Интересно, что $K = 1$ на частоте $\omega_1 = \frac{\sqrt{K_0} - 1}{\sqrt{K_0} - 1} \cdot \frac{1}{RC} (\omega_{np})$, что объясняется шунтирующим действием емкости рп-перехода.

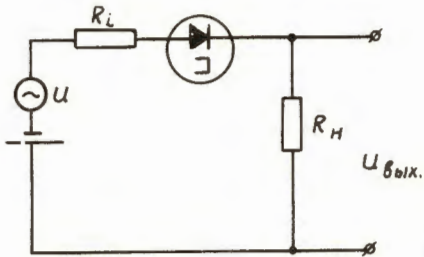
Для устойчивости рабочей точки параллельного усилителя, согласно (19) и (20), необходимо выполнение условий:



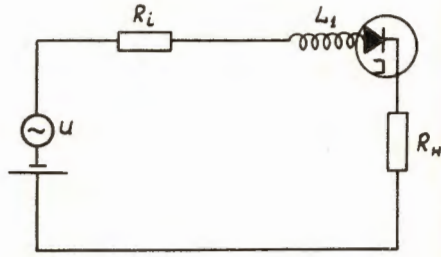
а



б



в



г

Рис.13.а) Возможные схемы усилителей на туннельных диодах:

- а) широкополосного параллельного типа,
- б) широкополосного последовательного,
- в) резонансного параллельного и
- г) резонансного последовательного типов.

$$\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_H} > \frac{1}{|R - z|} ; \quad L < \left| \frac{R_i R_H}{R_i + R_H} + z \right| / RC .$$

Для последовательного усилителя (рис.13 б) коэффициент вносимого усиления равен:

$$K' = \left| \frac{R_i + R_H}{R_i + R_H + Z} \right|^2 \quad (25)$$

При подстановке в это соотношение выражения (14) получим

$$K' = \frac{1 + \frac{R}{z} \left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2}{\left[\frac{1}{K_0'} + \frac{R^2}{z(R_i + R_H)} \left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 + \left[\frac{R^2}{z(R_i + R_H)} \left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 \right]^2 \right]^2} \quad (26)$$

где
$$K_0' = \left(1 - \frac{R - z}{R_i + R_H} \right)^2 .$$

При $\frac{1}{K_0'} \ll \frac{R^2}{z(R_i + R_H)} \left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 + \left[\frac{R}{z(R_i + R_H)} \left(\frac{\omega}{\omega_{np}} \right)^2 \right]^2$ и $\frac{1}{K_0'} \sim \frac{1}{K_0} \ll 1$, т.е.

$$R_i + R_H \sim R \quad \text{и} \quad R_n = R ,$$

выражение (26) совпадает с выражением (23), то есть при сделанных предположениях параллельный и последовательный широкополосные усилители имеют одинаковые частотные характеристики. Для последовательного усилителя коэффициент усиления по напряжению равен:

$$K_H = \frac{U_{вых}}{U_{вх}} = \frac{R_H}{z + R_H + R_i - R} \quad (27)$$

Для обеспечения устойчивости рабочей точки последовательного усилителя должны выполняться следующие условия:

$$R_i + R_n + z < |R| \quad \text{и} \quad L < (R_i + R_n + z) |R| C;$$

согласно выражениям (19) и (20).

При использовании туннельных диодов в схемах резонансных усилителей удастся повысить рабочую частоту усилителей за счет того, что реактивные элементы туннельного диода включаются в резонансный контур, а потери в контуре компенсируются отрицательным сопротивлением диода. Последнее обстоятельство позволяет улучшить избирательность усилителей.

Схема параллельного резонансного усилителя приведена на рис. 13 в. Если $L \ll \frac{R^2 C}{1 + (\omega RC)^2}$ (см. выражение (15)), то влиянием индуктивности диода можно пренебречь. Тогда суммарная проводимость туннельного диода и индуктивности контура будет равна:

$$\frac{1}{Z_1} = \frac{1}{j\omega L_1} + \frac{1}{z - \frac{R}{1 - j\omega RC}}$$

На резонансной частоте мнимая часть комплексной проводимости будет равна нулю, и проводимость $\frac{1}{Z_1}$ будет равна $\frac{1 - (\frac{\omega_p}{\omega_{np}})^2}{R}$. Подставляя это выражение в формулу (22), получим коэффициент вносимого усиления резонансного усилителя:

$$K_p = \left\{ \frac{1}{1 - \frac{R_n}{R} [1 - (\frac{\omega_p}{\omega_{np}})^2]} \right\}^2. \quad (28)$$

Отсюда видно, что подбирая индуктивность L_1 и сопротивление R_n , можно достигнуть коэффициента усиления большего I на частоте, близкой к ω_{np} . Одновременно будет сокращаться полоса усиливаемых частот. Эквивалентная добротность схемы рав-

на:

$$Q_{\text{экв}} = \frac{Q}{1 + \frac{Z_p}{R_n \parallel R_i}},$$

где Q - добротность контура L, C с сопротивлением потерь Z , а Z_p - резонансное сопротивление контура. Тогда полоса усиливаемых частот равна:

$$\Delta\omega = \frac{1}{R_n C} \left\{ 1 - \frac{R_n}{R} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_{np}} \right)^2 \right] \right\} = \frac{1}{R_n C} \cdot \frac{1}{\sqrt{K_p}}$$

Подставляя сюда (28), можно получить:

$$\Delta\omega \sqrt{K_p} = \frac{1}{R_n C} = \frac{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_{np}} \right)^2}{RC \left(1 - \frac{1}{\sqrt{K_0}} \right)}. \quad (29)$$

Для случая, когда $K_p \gg 1$ и $\omega_p \ll \omega_{np}$, соотношение (29) принимает вид:

$$\Delta\omega \sqrt{K_p} \sim \frac{1}{RC}. \quad (30)$$

Коэффициент вносимого усиления последовательного резонансного усилителя (см. рис 13 г) равен:

$$K_p' = \left| \frac{1}{1 + \frac{1}{R_i + R_n} \left[z - \frac{R}{1 + (\omega_p RC)^2} \right]} \right|^2. \quad (31)$$

Индуктивность L_1 должна удовлетворять условию резонанса на рабочей частоте $\omega_p L_1 - \frac{\omega_p R^2 C}{1 + (\omega_p RC)^2} = 0$ / см. выражение (14)

и условию устойчивости (19). Надо отметить, что резонансный усилитель параллельного типа обладает лучшей частотной характеристикой, чем резонансный усилитель последовательного типа.

Высокий частотный предел усиления является одним из основных преимуществ туннельных диодов. В литературе есть сообщения о резонансном усилителе на туннельных диодах в диапазоне 85,8 ГГц [31]. Малый уровень шумов является также важным преимуществом усилителей на туннельных диодах.

При использовании туннельного диода в диапазоне СВЧ элементы усилителя имеют распределенный характер, обычно туннельный диод включается в линию. Возможны следующие типы усилителей СВЧ: проходная схема усилителя, когда туннельный диод включается в линию между нагрузкой и генератором, отражательная схема, когда туннельный диод включен после нагрузки, усилитель с последовательным включением туннельного диода в линию.

2.5. Шумы усилителей на туннельных диодах

Исследования шумовых свойств туннельных диодов посвящены работам / 23, 32, 33, 34, 35, 36, 37/.

По шумовым свойствам туннельные диоды занимают промежуточное положение между вакуумными лампами и квантовыми и параметрическими усилителями. Источниками шумов в туннельных диодах являются: 1/ дробовой шум, связанный с током протекающим через pn -переход, 2/ низкочастотный шум, связанный с утечкой через переход, спектральная плотность которого убывает по закону $\frac{1}{f}$, 3/ тепловой шум в сопротивлении потерь диода, 4/ тепловой шум в нагрузке.

Низкочастотным шумом на частотах выше 1 кгц обычно при расчетах пренебрегают. Тепловой шум в сопротивлении потерь характеризуется шумовой ЭДС:

$$\overline{e_z^2} = 4kT_z r \Delta f,$$

а дробовой шум-дробовым током через pn -переход:

$$i_{dp}^2 = 2e (\alpha^2 J_{c \rightarrow v} + J_{v \rightarrow c}) \Delta f.$$

Здесь T_z - температура сопротивления потерь, $J_{c \rightarrow v}$ - средний ток туннелирующих электронов из зоны проводимости n -области в p -область, $J_{v \rightarrow c}$ - средний ток туннелирующих валентных электронов из p -области в n -область, α^2 - коэффициент сглаживания, вызываемого большей вероятностью перехода электронов из зоны проводимости n -области в p -область, который зависит от структуры туннельного диода. При $U < U_c$ преобладает ток из зоны проводимости n -области, и среднеквадратичная величина дробового тока равна $i_{dp}^2 = 2e \alpha^2 J$. В области малых смещений до величин порядка $\frac{4kT}{e}$ основной вклад вносят тепловые шумы, а при больших напряжениях - дробовые шумы.

Коэффициент шума усилителя определяется как отношение мощности шумов на выходе реального усилителя к мощности шумов на выходе идеального, не вносящего собственных шумов усилителя, работающего с тем же источником сигнала.

Коэффициент шума для широкополосного параллельного усилителя для частот $\omega \ll \omega_{np}$ равен:

$$F = 1 + \frac{T_n R_i}{T_r R_n} + \frac{eJ}{2kT_r} R_i + \frac{T_z r R_i}{T_r R^2}, \quad (32)$$

а на частотах $\omega \sim \omega_{np}$

$$F = 1 + \frac{T_H R_i}{T_r R_H} + \frac{eJ}{2kT_r} R_i + \frac{T_e R_i}{T_r 2R} \quad (33)$$

Для резонансного параллельного усилителя выражение для коэффициента шума будет тем же, если учесть, что параллельно выводам туннельного диода подключается еще резонансное сопротивление контура.

Если взять $\frac{R_i}{R_H} \ll 1$, то при частотах $\omega \ll \omega_{np}$ и достаточно больших коэффициентах усиления $R_i \sim R$, а поскольку $Z \ll R$, получим:

$$F = 1 + \frac{eJ R}{2kT_r} \quad (34)$$

Для резонансного усилителя при $K_p \gg 1$ $R_i = \frac{R}{1 - (\frac{\omega_p}{\omega_{np}})^2}$, и коэффициент шума равен:

$$F = 1 + \frac{eJ}{2kT_r} \frac{R}{[1 - (\frac{\omega_p}{\omega_{np}})^2]} \quad (35)$$

Для последовательного резонансного усилителя коэффициент шума определяется выражением:

$$F = 1 + \frac{T_H}{T_r} \frac{R_H}{R_i} + \frac{eJ}{2kT_r} \left(1 + \frac{R_H}{R_i} + \frac{Z}{R_i}\right) R + \frac{T_e Z}{T_r R_i} \quad (36)$$

Для частот $\omega \ll \omega_{np}$, взяв $\frac{R_i}{R_H} \gg 1$ и $R_i \approx R$, получают:

$$F = 1 + \frac{eJ R}{2kT_r} \quad (37)$$

Если учесть, что при $K_p \gg 1$ $R_i + R_H \approx \frac{R}{1 + (\omega RC)^2 - Z}$, и подставить выражение для R_i в соотношение (36), то, анализируя соотношения (35) и (36), можно заметить возрастание шумов на частотах, близких к предельной для резонансных усилителей. Для широкополосных усилителей коэффициент шума на всех частотах остается ограниченной величиной. Из приведенных выражений для коэффициентов шума видно, что величина шума зависит от выбора рабочей точки. Минимальная величина коэффициента шума для туннельных диодов при комнатной температуре равна 2-3 дБ. В литературе [38] описан усилитель на туннельных диодах с коэффициентом шума 2 дБ.

2.6. Линейность, стабильность, зависимость от температуры и от стабильности источников питания коэффициента усиления усилителей на туннельных диодах

Усилитель на туннельном диоде является, по существу, усилителем с положительной обратной связью, поэтому следует ожидать сильной зависимости коэффициента усиления от стабильности источников питания, нелинейности характеристики, разброса характеристик, старения, температуры. Расчеты показывают, что с точки зрения получения минимальных нелинейных искажений при максимальной выходной мощности рабочую точку следует выбирать при напряжении, соответствующем минимальному значению R при максимальной крутизне.

В этом случае предельная частота ω_{np} и произведение $\Delta f \sqrt{K}$ будут иметь максимальные значения. Зависимость крутизны от напряжения в усилительных схемах приводит к тому, что коэффициент усиления становится функцией напряжения смещения и амплитуды переменного сигнала. Нелинейность вольтамперной характеристики туннельного диода накладывает существенные ограничения на амплитуду сигнала. В усилителях на германиевых туннельных диодах при усилении в 25 дБ сигнал на диоде не должен превышать 2 мВ. Так как нагрузка обычно включается параллельно диоду и ее сопротивление приблизительно равно дифференциальному сопротивлению туннельного диода в рабочей точке, то мощность, сигнала в нагрузке можно оценить величиной $\frac{U^2}{R}$, где U - амплитуда сигнала. Для типичного туннельного диода с $R = 20$ ом она равна $\frac{(2 \text{ мВ})^2}{20} = 10^{-7}$ Вт. Трудности, связанные с подавлением генерации, обеспечением низкоомных выводов и низкоомного источника питания не позволяют сделать R достаточно малым, поэтому мощность выходного сигнала при отсутствии нелинейных искажений в туннельных диодах не превышает одного микроватта. Максимальная выходная мощность, очевидно, равна $\frac{(U_2 - U_1)^2}{R} = 5 \cdot 10^{-4}$ Вт (для Ge туннельных диодов). Для обеспечения стабильности коэффициента усиления необходима достаточная высокая стабильность напряжения источника питания /39/. Для стабилизации рабочей точки туннельного диода с температурой следует стабилизировать ток диода, ибо вероятность туннельного перехода пропорциональна току через переход. Оптимальная рабочая точка значительно смещается с температурой -10% по напряжению в диапазоне $+20 \div 100^\circ \text{C}$ для диодов на n - германии. Значительно также меняется величина от-

рицательного сопротивления.

Температурные изменения особенно существенны для диодов на n - германии и менее существенны для p-германия и арсенида галлия.

2.7. Согласование усилительных каскадов на туннельных диодах

Каскадирование и согласование усилителей на туннельных диодах вызывает значительные трудности, поскольку туннельный диод является двухполюсником. Однако имеется ряд предложений в этом направлении, например /40/. На рис.14 приводится схема и эквивалентная схема одного каскада усилителя. Входное сопротивление схемы равно:

$$R_{вх} = \frac{-R_1 (R_H - R_2)}{R_H - R_2 - R_1} \quad (38)$$

Если выбрать $-R_1$ таким, чтобы $R_{вх} = R_H$, то есть входное сопротивление схемы было бы равно сопротивлению нагрузки, то схему можно соединять в каскады. При этом $-R_1$ определяется как:

$$-R_1 = \frac{R_H (R_H - R_2)}{-R_2} \quad (39)$$

Коэффициент усиления каждого каскада по напряжению равен $K = \frac{R_H}{R_H - R_2}$.

Применение туннельных диодов в качестве усилителей наиболее перспективно в УКВ и СВЧ диапазонах, где их преимущества перед электровакуумными и полупроводниковыми приборами - малое потребление энергии $10^{-3} - 10^{-4}$ Вт/, высокий частотный предел усиления ~ 200 ГГц, возможность создания малогабаритной аппаратуры и низкий уровень шумов - проявляются достаточно ярко.

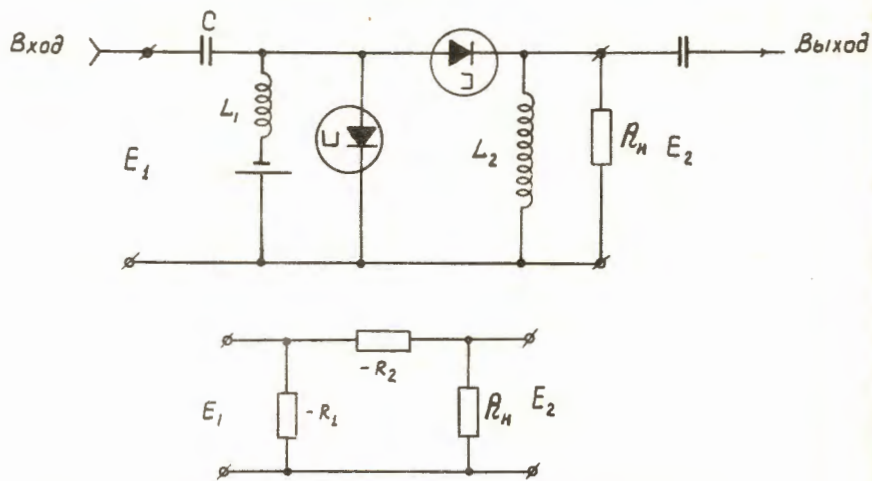


Рис.14. Схема усилительного каскада на туннельных диодах.

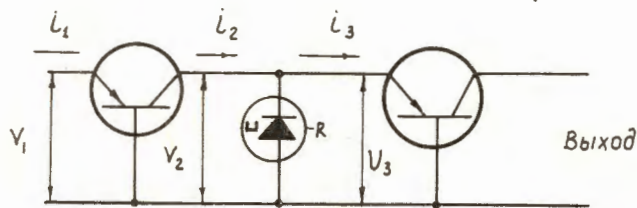


Рис.15. Туннельный диод как согласующий промежуточный элемент в каскаде усилителя на транзисторах.

В диапазоне частот до 100 Мгц применение туннельных диодов, вероятно, неоправданно, учитывая трудности каскадирования туннельных диодов, и преимуществом диодов по сравнению с транзисторами здесь является лишь малый уровень шумов. На этих частотах туннельный диод применяют в качестве согласующего и усиливающего промежуточного элемента в усилителе с заземленной базой на полупроводниковых триодах [41]. Схема приводится на рис. 15. Считается, что $i_1 = i_2$, $u_2 = u_3$. Усиление по мощности триодом равно:

$$K_T = \frac{P_2}{P_1} = \frac{u_2 i_2}{u_1 i_1} = \frac{-R}{R_{bx} - R} \quad (40)$$

Для туннельного диода коэффициент усиления равен:

$$K_{ТД} = \frac{P_3}{P_2} = \frac{u_3 i_3}{u_2 i_2} = \frac{-R}{R_{bx} - R} \quad (41)$$

Полный коэффициент усиления:

$$K = K_T K_{ТД} = \frac{P_3}{P_1} = \left(\frac{-R}{R_{bx} - R} \right)^2, \quad (42)$$

где R_{bx} - входное сопротивление триода в схеме с общей базой. Если R_{bx} для полупроводниковых триодов лежит в области величин отрицательных сопротивлений туннельных диодов, то можно просто выполнить условия стабильности (19) (20). Усилитель подобного типа был построен на частоту 10 Мгц при усилении 60 дб. Основная частота этого усилителя была ограничена емкостью туннельного диода, равной 500 пфк.

2.8. Туннельный диод в режиме генератора

Для пояснения принципа работы туннельного диода в качестве генератора воспользуемся рис. 12 в. Как видно из рисунка, туннельный диод смещен в область отрицательного сопротивления, причем сопротивление нагрузки по постоянному току меньше модуля отрицательного сопротивления туннельного диода, соответственно наклонную нагрузочную кривую по постоянному току. Однако сопротивление нагрузки по переменному току значительно больше модуля отрицательного сопротивления, поэтому при малейшей флуктуации смещения туннельный диод перейдет в точку В, а затем через некоторое время снова возвратится в точку А. Так возникают незатухающие колебания. Анализ выражений (17) и (18) показывает, что туннельный диод будет находиться в режиме генерации при условиях:

$$L > zRC, \quad (43)$$

$$z < R. \quad (44)$$

Для эквивалентной схемы рис. 11 при возникновении генерации должно выполняться условие:

$$IZ = 0.$$

Так как ток является величиной конечной, то величина Z должна равняться 0. Приравнявая к 0 действительную часть выражения (14), получим граничную частоту, при которой сопротивление туннель-

ного диода остается еще отрицательным; эта величина была найдена выше и обозначена как ω_{np} . Приравнявая к нулю мнимую часть выражения (14), найдем авторезонансную частоту туннельного диода:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{1}{R^2 C^2}}. \quad (45)$$

Для устойчивых синусоидальных колебаний должно выполняться равенство $\omega_{np} = \omega_p = \omega$. Для германиевого туннельного диода, параметры которого были приведены ранее: $\omega_p \sim 2$ ГГц. Имеются сведения о генерации туннельного диода, наблюдавшейся на частоте 103 ГГц.

Мощность генератора на туннельных диодах, генерирующего синусоидальные колебания частотой ω с амплитудой U , равна:

$$P = \eta^2 R_L = \frac{U}{8L} \left[\frac{\eta_1}{c} \frac{1}{(\omega^2 + \frac{\eta^2}{c^2 U^2})} - z c U \right]. \quad (46)$$

Максимальная мощность, выделяемая синусоидальным генератором на активной нагрузке, может быть определена по формуле:

$$P_{max} = \frac{(U_2 - U_1)^2}{8 |R|}.$$

Для германиевых туннельных диодов она равна приблизительно $0,5 \cdot 10^{-3}$ Вт и 10^{-3} Вт для диодов из арсенида галлия. При увеличении индуктивности, включенной последовательно с туннельным диодом, форма генерируемых импульсов приближается к прямоугольной. Период колебаний $T = T_1 + T_2$. На рис. 16 показан генератор на туннельном диоде, и демонстрируются импульсы, получаемые с генератора в режиме генерации прямоугольных импульсов. Отношение $\frac{L}{z}$ можно использовать для оценки длительности импульсов генератора и пери-

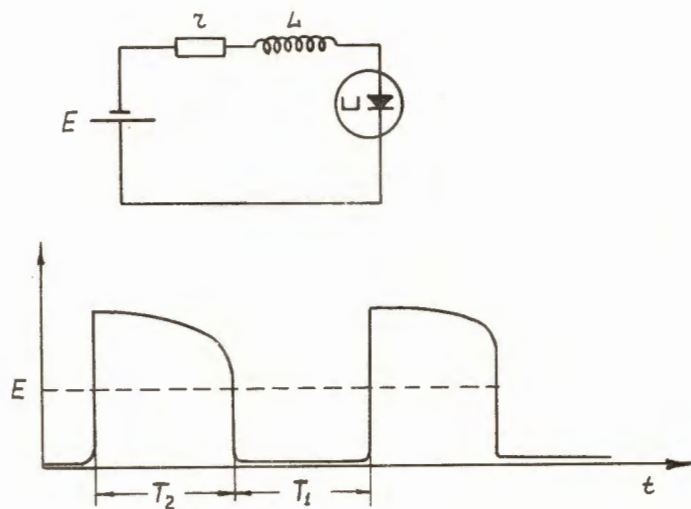


Рис.16. Принципиальная схема и выходные сигналы генератора на туннельном диоде.

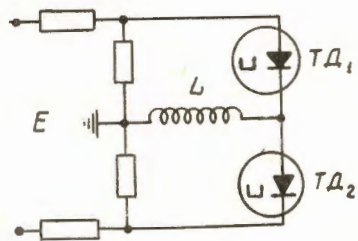
ода колебаний. При использовании кусочно-ломаной аппроксимации характеристики диода для генератора прямоугольных импульсов на туннельном диоде получают / 43 / , / 44 / ;

$$T_1 = \frac{L}{z + \frac{V_1}{\sigma_1}} \ln \left[\frac{E - \sigma_2 \left(z + \frac{V_1}{\sigma_1} \right)}{E - \sigma_1 \left(z + \frac{V_1}{\sigma_1} \right)} \right], \quad (47)$$

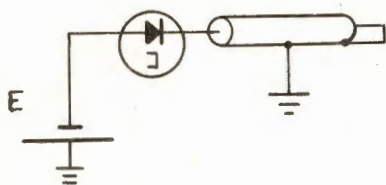
$$T_2 = \frac{L}{z + \frac{V_3 - V_2}{\sigma_1 - \sigma_2}} \ln \left[\frac{V_2 - E + \sigma_1 \left(\frac{V_3 - V_2}{\sigma_1 - \sigma_2} + z \right)}{V_1 - E + \sigma_2 \left(\frac{V_3 - V_2}{\sigma_1 - \sigma_2} + z \right)} \right]. \quad (48)$$

Эти формулы позволяют оценить длительность выходного импульса и период колебаний генератора. Подход к расчету соотношений, приведенных выше, и расчет фронтов выходного сигнала будет дан в разделе, где рассматривается диод в режиме переключения.

На рис. 17а дана схема мультивибратора на туннельных диодах. Смещение таково, что оба туннельных диода находятся в области отрицательного сопротивления. В момент переключения ток на индуктивности не изменяется, а напряжение на индуктивности совместно с изменением тока в туннельных диодах управляет направлением переключения. Процесс переключения схемы можно представить следующим образом. В начальный момент $TД_1$ находится в высоковольтном состоянии. При переключении его в низковольтное состояние с большим током происходит перераспределение напряжения между диодами, и $TД_2$ переключается в высоковольтное, малоточное состояние. Разница токов поступит на индуктивность, и будет происходить из-



а



б

Рис.17. а) Мультивибратор на туннельных диодах,
б) Генератор с короткозамкнутой линией задержки на туннельном диоде.

менение токов, протекающих через туннельные диоды до момента следующего переключения. Генераторы в ждущем режиме рассмотрены в работах /18,45/.

В работах /46,47,48/ рассматриваются генераторы на туннельных диодах и на линиях с распределенными постоянными. Схема такого генератора приводится на рис.17б. Колебания возникают при смещении диода в область отрицательного сопротивления. С такого генератора можно получить напряжение, меняющееся ступеньками (генератор лестницы) и возможно получение периодических прямоугольных импульсов.

Описаны схемы генераторов на туннельных диодах, контролируемые кварцем /49/.

Туннельные диоды имеют широкое применение в радиотехнике. Как уже отмечалось выше, они используются в качестве маломощных усилителей ВЧ и СВЧ (см. например, /31,50,51/), в качестве делителей частоты, преобразователей частоты и напряжения /52/, смесителей (см.рис.18), умножителей частоты /53/. Возможно использование туннельного диода сразу как усилителя, гетеродина и смесителя в радиоприемном устройстве, генератора радио и звуковых частот /54/. Резкая нелинейность характеристик туннельных и обращенных диодов позволяет использовать их в качестве ограничителей и детекторов малых сигналов. Анализу этих свойств диодов посвящены работы /55,56/.

2.9. Туннельный диод в переключающих схемах с одним и двумя устойчивыми состояниями

На туннельных диодах могут быть реализованы импульсные усилители, переключающие схемы с одним, двумя и многими устойчивыми сос-

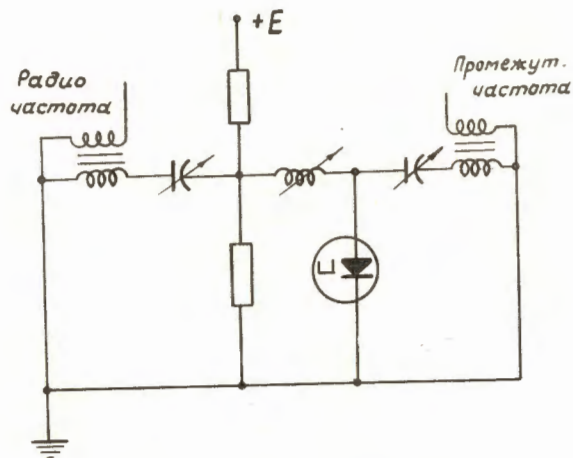


Рис.18. Схема смесителя с использованием туннельного диода.

тояниями и различные комбинации этих схем.

При смещении туннельного диода в область положительного сопротивления, как демонстрируется на рис.12 г, диод ведет себя, как система с одним устойчивым состоянием. При подаче на диод сигнала, превышающего порог, с него снимается импульс, сформированный по амплитуде, длительность которого равна длительности, превышающей порог части выходного импульса (если длительность выходного сигнала достаточно велика, чтобы не учитывать длительность переходных процессов в самом диоде). Таким образом, схема будет работать как триггер Шмита. В качестве примера рассматривается формирование туннельным диодом синусоидального напряжения (рис. 19), то есть считается, что напряжение источника питания меняется по синусоидальному закону $\sin \omega t$. Различают два режима работы триггера на туннельном диоде: режим переключения тока, когда сопротивление нагрузки по постоянному или переменному току Z много больше, чем среднее отрицательное сопротивление диода, и режим переключения по напряжению, когда Z сравнимо по порядку величины с $|R|$. В первом режиме триггер оказывается чувствительным к импульсам тока, и с выхода его снимаются максимально возможные импульсы напряжения. Во втором режиме переключения триггер оказывается более чувствительным ко входному напряжению. Амплитуда выходных импульсов при этом режиме работы оказывается меньшей, чем при работе в первом режиме. На рис.19 показан некоторый промежуточный режим переключения.

От точки А на характеристике туннельного диода проводится линия нагрузки до точки В на оси напряжений и проектируется на точку С на кривой приложенного напряжения. Так устанавливается время, когда напряжение на туннельном диоде достигает величины U_D .

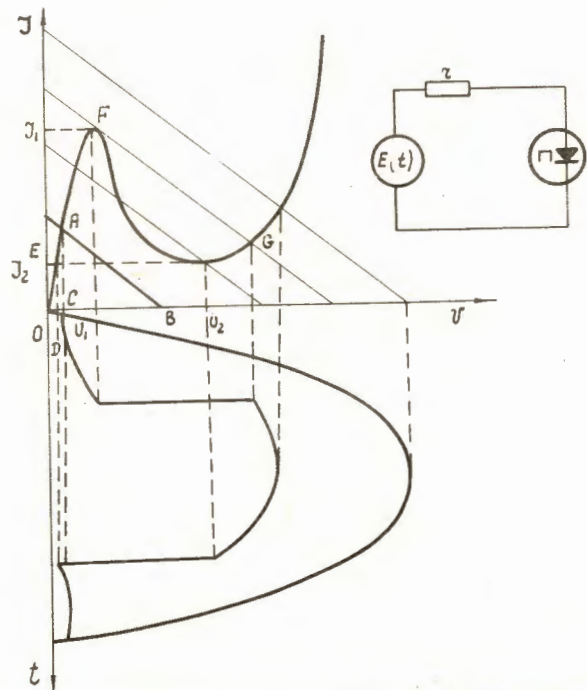


Рис.19. Формирование синусоидального напряжения туннельным диодом.

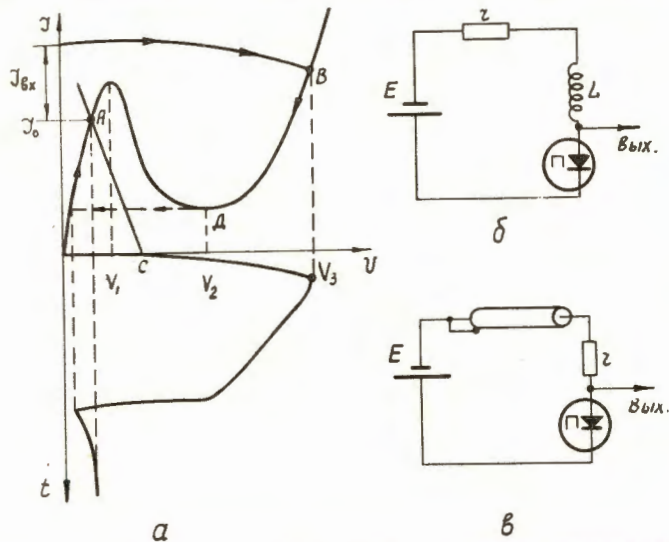


Рис.20. а) Графическое представление процесса переключения одновибратора на туннельном диоде и форма сигнала на выходе, б) схема одновибратора с индуктивностью и в) с короткозамкнутой линией задержки.

Повторением данной процедуры строится кривая напряжения на туннельном диоде. В обратном направлении туннельный диод имеет незначительное сопротивление, и синусоида, приложенная в обратном направлении, практически не вносит никакого вклада в кривую выходного напряжения. Переход от F к G происходит со скоростью, определяемой собственной емкостью диода. Минимальная амплитуда приложенного напряжения определяется z и пиковым током J_1 . Очевидно, что порог для переключения в прямом направлении близок к величине $J_1 z + U_1$, а для переключения в обратном направлении - к величине $J_2 z + U_2$ в случае работы в режиме переключения напряжения.

Для данного z напряжение должно быть таким, чтобы линия нагрузки прошла над точкой F . Однако, чтобы использовать полностью область отрицательного сопротивления, минимальное значение z должно быть равно $\frac{U_2 - U_1}{J_2 - J_1}$. Таким образом, проектируя касательную к области с отрицательным сопротивлением на ось напряжений, получим минимальное входное напряжение. Данная схема может быть использована для формирования и восстановления форм импульсов. На туннельном диоде могут быть выполнены простые схемы одновибраторов. Длительность выходного импульса может задаваться индуктивностью /15, 58, 59/ или короткозамкнутой линией задержки /59, 60/. На рис. 20 а дается графическое представление процессов, происходящих в схеме одновибратора с индуктивностью (рис. 20 б). Линия нагрузки по постоянному току AC определяется напряжением источника питания $E_{см.}$ и сопротивлением нагрузки z . Индуктивность дос-

таточно велика, так что линия нагрузки по переменному току АВ идет параллельно оси напряжений. Когда на вход схемы поступает ступенька тока ΔJ , рабочая точка двигается по линии постоянного тока, показанной на рисунке, до пересечения с характеристикой диода в точке В. По мере уменьшения энергии, запасенной в индуктивности L , рабочая точка сдвигается в Д, происходит обратный скачок напряжения, и схема возвращается вскоре в исходное состояние. Время нарастания фронта и время спада импульса на выходе одновибратора рассматриваются ниже. Длительность импульса определяется выражением:

$$T_{\text{имп}} = \frac{L}{R+z} \ln \left[1 + \frac{y_1 - y_2}{y_2 - (y_1 - y_2)} \right], \quad (49)$$

где $y_3 = \frac{u_3 - u_1}{R+z}$.

Выражение (49) взято из работы /15/, где для расчетов использовалась линейная аппроксимация вольтамперной характеристики диода. При аппроксимации параболой длительность выходного импульса определяется соотношением:

$$T_{\text{имп}} = 3L \frac{y_1 - y_2}{(u_3 - u_2)^2} u_2^2 \left[0,5 y_0^2 - y_0 + \ln(1 + y_0) \right], \quad (50)$$

где $y_0 = \frac{u_3 - u_2}{u_2} \sqrt{\frac{y_{0k} - y_2}{y_1 - y_2}}$.

Схема рис.20 б обладает достаточно большим мертвым временем. Меньшим мертвым временем обладает схема, изображенная на рис.20 в. Здесь для возвращения туннельного диода в исходное состояние используется отраженный импульс противоположной полярности. Длительность выходного импульса определяется двойной длиной задержки в кабеле. Волновое сопротивление кабеля должно быть меньше модуля отрицательного сопротивления туннельного диода.

Когда сопротивление Z выбирается большим $|R|$, туннельный диод является схемой с двумя устойчивыми состояниями. Этот случай приводится на рис.12 г. Из трех возможных рабочих точек, определяемых линией нагрузки на рис.12 г, точка, лежащая в области отрицательного сопротивления, оказывается неустойчивой, поскольку при флуктуационном увеличении напряжения на диоде происходит уменьшение тока через диод, а это уменьшение тока в свою очередь приводит к дальнейшему увеличению напряжения на диоде, так как уменьшается падение напряжения на сопротивлении, включенном последовательно с диодом. При уменьшении напряжения на диоде происходит увеличение тока через диод, следовательно, увеличивается падение напряжения на сопротивлении источника, и происходит дальнейшее уменьшение напряжения на диоде. При подаче на смещенный туннельный диод импульса тока ΔJ его рабочая точка переходит из начальной точки А в области малых напряжений в точку В в области диффузионной ветви характеристики.

2.10. Анализ работы туннельного диода в режиме переключения

Уравнение (15), описывающее работу туннельного диода, в общем виде решается численными методами и требует для анализа

применения вычислительных машин. Если рассматривать работу туннельного диода в режимах переключения тока и переключения напряжения отдельно и пользоваться некоторыми ограничениями, которые выполняются в реальных случаях работы схем, а также аппроксимацией вольтамперной характеристики диода, то можно получить ряд относительно простых соотношений, описывающих режимы переключения диода.

а) Туннельный диод в режиме переключения напряжения

В режиме переключения напряжения влияние индуктивности на процесс переключения диода мало, так как мало изменение тока $\Delta I_{\text{вх}} = \frac{\Delta U}{Z}$, и, следовательно, э.д.с. самоиндукции $e_L = \frac{L}{Z} \frac{\Delta U}{\Delta t}$ (критерий пренебрежения индуктивностью приводится ниже). Тогда выражение (15) превращается в

$$C \frac{dU}{dt} = I_0 + I_{\text{вх}} - I(U), \quad (51)$$

где I_0 - ток начального смещения диода, а $I_{\text{вх}}$ - величина мгновенного скачка тока запускающего импульса. Величина емкости туннельного диода равна $C(U) = C_0 \sqrt{\frac{U_x}{U_x - U}}$. В диапазоне рабочих напряжений диода ее можно считать постоянной, не зависящей от напряжения, с точностью до 15% [16]. Тогда при кусочной аппроксимации характеристики диода время, за которое напряжение на туннельном диоде изменится от величины U_{i-1} до U_i можно получить интегрированием выражения (51):

$$\Delta t_i = t_i - t_{i-1} = C \int_{U_{i-1}}^{U_i} \frac{dU}{I_0 + I_{\text{вх}} - I(U)}. \quad (52)$$

В работе [15] для решения соотношения (52) применялась кусочно-ломаная аппроксимация характеристики диода/см. выражения (11) и рис. 10/. Характеристика диода разбивается на 5 участков. Эквивалентные схемы для каждого из участков демонстрируются на рис. 21. Процесс переключения туннельного диода тогда можно представить следующим образом. На участке 1 (напряжение меняется от 0 до U_1') диод проявляет себя как активное сопротивление $Z_1 = \frac{U_1'}{I_1'}$, равное по порядку единицам ом. Физически этот участок соответствует туннельному току из зоны проводимости n -материала в валентную зону p -материала. Эквивалентной схемой для участка 2 будет генератор тока I_1' (рис. 21 б). На участке 3 диод обнаруживает отрицательное сопротивление $-R$ (рис. 21 в), а на участке 4 ведет себя снова, как генератор тока I_2 (рис. 21 г). Таким образом, на участках 2, 3 и 4 входной ток, который на участке 1 следовал через сопротивление Z , переключается на зарядку емкости диода C . Физически эти участки соответствуют моменту, когда туннелирование из зоны проводимости n -вещества идет в запрещенную зону p -вещества и ток через переход падает. На участке 5 (рис. 21 д) диод является снова сопротивлением $Z_2 = \frac{U_2 - U_2''}{I_2 - I_2''}$. На рис. 22 демонстрируется идеализированная характеристика, и дается форма выходного сигнала. Аналитически процесс переключения выглядит следующим образом: считается, что длительность входного импульса больше времени переключения диода. Если перед приходом импульса рабочая точка находилась в A , то после прекращения действия импульса она перемещается в F . Соответственно 5 эквивалентным схемам различают 5 фаз переходного процесса:

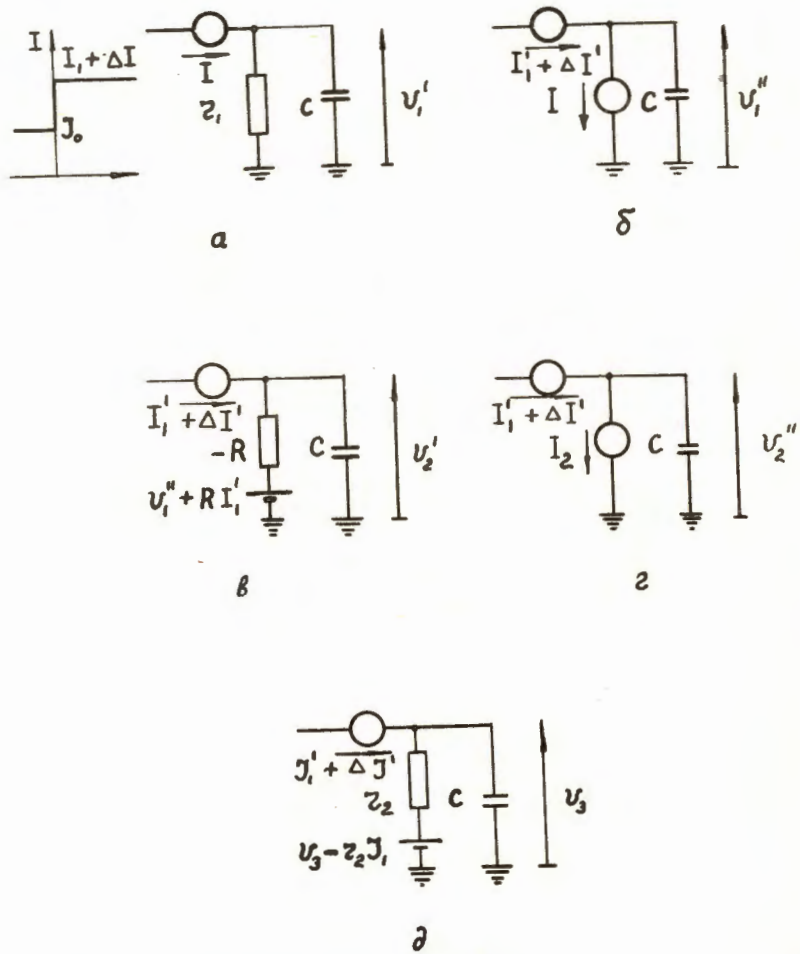


Рис.21. Электрические эквивалентные схемы, соответствующие различным участкам линеаризованной вольтамперной характеристики туннельного диода.

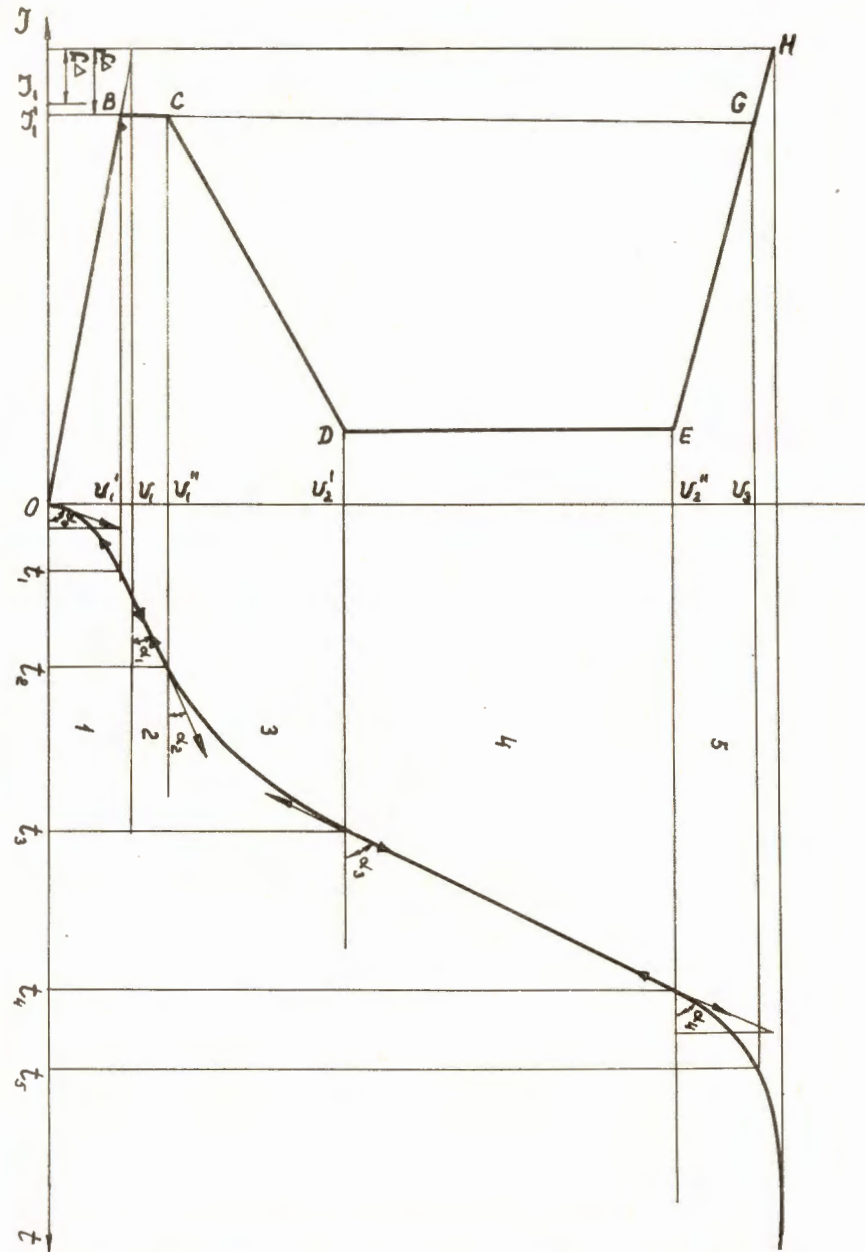


Рис.22. Идеализированная вольтамперная характеристика туннельного диода и графическое построение фронта выходного импульса напряжения при переключении диода импульсом тока.

1/ Рабочая точка перемещается из А в В. Напряжение на диоде описывается выражением:

$$u = r_1 \gamma_0 + r_1 (\gamma_1' + \Delta \gamma - \gamma_0) (1 - e^{-\frac{t}{r_1 c}}). \quad (53)$$

Эта фаза заканчивается в момент t_1 :

$$\Delta t_1 = r_1 c \ln \left[1 - \frac{\gamma_1' - \gamma_0}{\Delta \gamma'} \right]. \quad (54)$$

Дифференцированием (53) получаем значение крутизны фронта импульса:

$$t=0, \quad \text{tg} \alpha_0 = \frac{\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_0}{c},$$

$$t=t_1, \quad \text{tg} \alpha_1 = \frac{\Delta \gamma'}{c}.$$

2) Рабочая точка переходит из В в С. Напряжение на диоде равно:

$$u = u_1' + \frac{\Delta \gamma'}{c} (t - t_1).$$

Время нахождения диода в этой фазе:

$$\Delta t_2 = \left(\frac{u_1'' - u_1'}{\Delta \gamma'} \right) c. \quad (55)$$

Крутизна фронта импульса:

$$\text{tg} \alpha_2 = \text{tg} \alpha_1 = \frac{\Delta \gamma'}{c}.$$

3) Рабочая точка переходит из С в Д. Напряжение равно:

$$u = u_1'' - R \Delta \gamma' (1 - e^{-\frac{t-t_2}{RC}}).$$

Время пребывания диода в фазе 3:

$$\Delta t_3 = RC \ln \left(1 + \frac{\gamma_1' - \gamma_2}{\Delta \gamma'} \right). \quad (56)$$

Крутизна фронта импульса определяется выражением:

$$\text{tg} \alpha_3 = \frac{\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_2}{c}.$$

4) Рабочая точка перемещается из Д в Е. Напряжение

$$u = u_2' + \frac{\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_2}{c} (t - t_3).$$

Момент окончания фазы $-t_4$ и время пребывания в ней

$$\Delta t_4 = \frac{u_2'' - u_2'}{\gamma_1' - \Delta \gamma' - \gamma_2} \cdot c, \quad (57)$$

крутизна

$$\text{tg} \alpha_3 = \text{tg} \alpha_4 = \frac{\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_2}{c}. \quad (58)$$

5) Рабочая точка смещается из Е в Г. Напряжение

$$u = u_2'' + (u_3 + r_2 \Delta \gamma - u_2'') (1 - e^{-\frac{t-t_4}{r_2 c}}).$$

Время нахождения в фазе

$$\Delta t_5 = r_2 c \ln \left(1 + \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\Delta \gamma} \right). \quad (59)$$

Крутизна

$$\text{tg} \alpha_4 = \frac{\gamma_1 + \Delta \gamma - \gamma_2}{c} = \frac{\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_2}{c}.$$

На рис. 23 показан фронт импульса напряжения туннельного диода и его идеализация ломаной. Фронт импульса разбивается на 2 участка - время задержки - $t_{\text{зад}}$ и время нарастания фронта - $t_{\text{ф}}$. Согласно рисунку, время нарастания фронта равно $\frac{u_3 - u_1}{t_{\text{г}} \beta} = t_{\text{ф}}$. Из соотношения (58): $t_{\text{г}} \beta = \frac{j_1 - j_2}{C}$, если превышение Δj мало в сравнении с j_1 , откуда получают время нарастания фронта:

$$t_{\text{ф}} = \frac{u_3 - u_1}{j_1 - j_2} C. \quad (60)$$

Согласно рис.22 и рис.23 время задержки срабатывания определяется как

$$t_{\text{зад}} = t_3 - \frac{u_2' - u_1'}{j_1 - j_2} C, \quad (61)$$

или, подставляя (54), (55), (56)

$$t_{\text{зад}} = \tau_c \ln \left(1 + \frac{j_1' - j_0}{\Delta j'} \right) + \frac{u_1'' - u_1'}{\Delta j} C + RC \ln \left(1 + \frac{j_1 - j_2}{\Delta j'} \right) - \frac{u_2' - u_1'}{j_1 - j_2} C \quad (62)$$

Видно, что время задержки зависит от начального смещения диода и превышения Δj - чем ближе начальная рабочая точка к j_1 и чем больше Δj , тем меньше время задержки срабатывания. Время нарастания определяется параметрами самого диода, а именно отношением $\frac{C}{j_1}$, если считать отношение $\frac{j_1}{j_2}$ достаточно большим, и величиной Δu , которая является постоянной для данного материала. Таким образом, для оценки динамических свойств диода можно использовать простое соотношение:

$$t_{\text{ф}} = \frac{C}{j_1} \Delta u \quad (63)$$

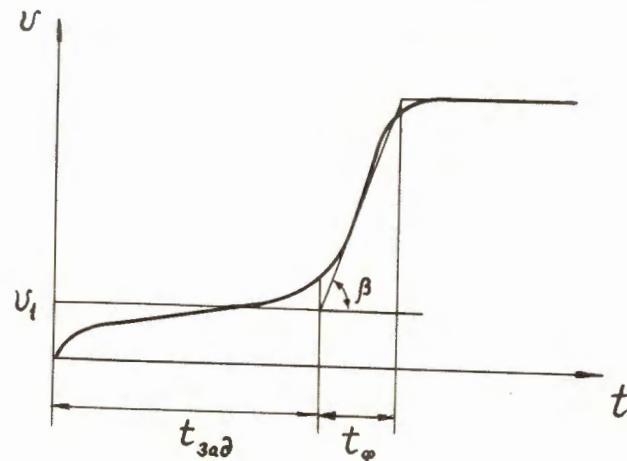


Рис.23. Идеализация фронта импульса напряжения при переключении туннельного диода импульсом тока.

Например, для диода на p -германии с емкостью 10 пф, пиковым током 10 ма и $\Delta U = 420$ мв, $t_{gr} = 0,42$ нсек.

Рассмотрим минимальную длительность прямоугольного импульса тока, необходимую для срабатывания туннельного диода. Естественно, что если к моменту окончания импульса рабочая точка не пройдет точки С, срабатывания туннельного диода не произойдет. То есть для длительности импульса, меньшей t_2 , срабатывания не будет. Если к моменту окончания импульса рабочая точка окажется в Δ , то срабатывание, наверняка, произойдет, то есть для $t_{умн} > t_3$. Если к моменту окончания импульса, рабочая точка окажется на отрезке CD , то есть $t_2 < t_{умн} < t_3$, то напряжение на туннельном диоде после прекращения действия импульса описывается выражением:

$$u = u_1'' - R \Delta \gamma' \left(1 - e^{-\frac{t-t_2}{RC}}\right) + R(\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_0) \left(1 - e^{-\frac{t-t_{умн}}{RC}}\right),$$

или

$$u = u_1'' - R(\gamma_1' - \gamma_0) + R \left[\Delta \gamma' e^{-\frac{t_2}{RC}} - (\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_0) e^{-\frac{t_{умн}}{RC}} \right] e^{-\frac{t}{RC}}.$$

Схема работает, если выражение в скобках будет больше нуля, то есть для

$$\Delta \gamma' e^{-\frac{t_2}{RC}} > (\gamma_1' + \Delta \gamma' - \gamma_0) e^{-\frac{t_{умн}}{RC}}$$

Срабатывание будет, наверняка, происходить для всех длительностей

входных импульсов:

$$t_{умн} > t_{умн мин.} = t_2 + RC \ln \left(1 + \frac{\gamma_1' - \gamma_0}{\Delta \gamma'}\right). \quad (64)$$

В работах / 16, 61, 62 / для анализа работы диода в режиме переключения напряжения применялась кусочно-степенная аппроксимация характеристики туннельного диода (см. выражения (8), (9) и рис. 9) с ограничениями, которые были использованы в только что рассмотренном анализе. В работе / 16 / исследовались фронты прямого и обратного переключения диода в предположении, что скорость нарастания входного сигнала много меньше скорости переходных процессов в туннельном диоде, то есть $\Delta \gamma_1 = 0$. Согласно выражениям (8), (9) и (52), соотношение для фронта положительного перепада имеет вид:

$$t_{gr}^+ = C \int_{u_1 + 0,1(u_3 - u_1)}^{u_2 - 0,1(u_3 - u_1)} \frac{du}{(\gamma_1 - \gamma_2) \left[1 - \left|\frac{u - u_2}{u_3 - u_2}\right|^{\delta}\right]} = m(\delta) RC. \quad (65)$$

Для диодов на n - и p -германии величина δ равна приблизительно 3 и соответственно $m(\delta) \approx 2$, откуда:

$$t_{gr}^+ = 2RC = C \frac{u_3 - u_2}{\gamma_1 - \gamma_2} = C \frac{\Delta U}{\Delta \gamma},$$

так как при использованной аппроксимации $R = \frac{u_2 - u_1}{\gamma_1 - \gamma_2} = \frac{u_3 - u_1}{2(\gamma_1 - \gamma_2)}$. Отсюда видно, что фронт положительного перепада по уровням 0,1-0,9 выходного напряжения, полученный при кусочно-степенной

аппроксимации, совпадает с выражением для фронта нарастания в случае кусочно-ломаной аппроксимации (см. формулы 60,63).

Для фронта отрицательного перепада, интегрируя соотношение (52) в пределах от $0,9u_2$ до $0,1u_2$, получают выражение:

$$t_{\varphi}^{-} = C \int_{0,9u_2}^{u_1} \frac{du}{(\gamma_1 - \gamma_2) \left| \frac{u_2 - u}{u_2 - u_1} \right|^{\delta}} + C \int_{u_1}^{0,1u_2} \frac{du}{\gamma_1 \left[1 - \left(1 - \frac{u}{u_1} \right)^2 \right]}, \quad (67)$$

которое при подстановке $\delta \approx 3$ и средних параметров германиевого диода дает: $t_{\varphi}^{-} \approx 30 RC$.

Такая большая длительность фронта объясняется медленным нарастанием емкостного тока в начале фронта в области тока минимума, где зарядка емкости производится практически генератором тока. Если отсчитывать фронт по уровням 0,3-0,9, то можно выделить крутой участок заднего фронта, равный нескольким единицам RC , а остальную часть фронта рассматривать как задержку срабатывания. В работе /61/ получена формула задержки срабатывания в зависимости от величины превышения ΔU_1 для малых значений ΔU_1 при кусочно-степенной аппроксимации характеристики диода:

$$t_{зад} = \frac{\pi}{6} \frac{C}{\sqrt{\gamma_1 (\gamma_{6x} - \gamma_0)}} \cdot \Delta U \quad (68)$$

(см. формулы (61), (62)). Вместе с выражением (66) тогда можно получить минимальную длительность запускающего входного прямоугольного импульса:

$$t_{имп. мин} = t_3 + t_{\varphi} = \frac{C}{\gamma_1} \left(1 + \frac{\pi}{6} \sqrt{\frac{\gamma_1}{\gamma_{6x} - \gamma_0}} \right) \Delta U \quad (69)$$

/см. (64)/.

Приведенные выше формулы справедливы для идеальных импульсов тока. Реальные импульсы обладают конечными фронтами нарастания и спада. В этом случае минимальная длительность импульса, требуемая для запуска диода, должна быть увеличена. Анализ переходных процессов в этом случае затрудняется в связи с необходимостью решать нелинейное дифференциальное уравнение с вынуждающей силой, зависящей от времени, и требует применения вычислительных машин /59/.

В заключение рассмотрения работы диода в режиме переключения напряжения оценим критерий пренебрежения собственной индуктивностью диода L . Возвращаясь к формулам (63), (66), интересно отметить, что $\frac{\Delta U}{C}$ представляет собой максимальную скорость нарастания напряжения $\left(\frac{dU}{dt} \right)_{\max}$. Таким образом, длительность фронта равна $t_{\varphi}^{+} = \frac{\Delta U}{\left(\frac{dU}{dt} \right)_{\max}}$. Э.д.с. самоиндукции вызывает задержку появления данного значения напряжения на время: $\frac{e_L}{\left(\frac{dU}{dt} \right)_{\max}} = \frac{L}{R}$. Полагая эту задержку малой по сравнению с длительностью фронта, имеем условие:

$$\frac{L}{R} \ll 2RC. \quad (70)$$

б) Анализ работы туннельного диода в режиме переключения тока

Во многих случаях, например в пересчетных ячейках, необходимо бывает использовать туннельный диод в режиме переключения тока, когда величины R и Z соизмеримы и нельзя пренебрегать влиянием последовательной индуктивности L на процесс переключе-

чения. Кроме того, скорость нарастания фронта запускающего импульса и фронт импульса с туннельного диода могут быть величинами одного порядка. В работе /14/ рассматривается процесс переключения диода, когда $E = \kappa t$. Для анализа процесса используется линейно-ломаная аппроксимация характеристики диода, причем считается, что на участке $0 \div U_1$ (I-й участок) ток туннельного диода зависит от напряжения по линейному закону: $J = \frac{\gamma}{U_1} U$. 2-й участок идет от U_1 до U_2 . Остальные участки описываются выражениями (11). Тогда время прохождения i -ой фазы вольтамперной характеристики дается формулой:

$$\Delta t_i = t_i - t_{i-1} = C \int_{u_{i-1}}^{u_i} \frac{du}{\frac{\kappa t - u}{z} - \gamma(u)} \quad (71)$$

Момент окончания i -ой фазы будет равен $t_i = \sum_{m=1}^i \Delta t_m$. Учитывая условия устойчивости (19) и (20), для надежной работы схемы выбирает отношение $\frac{R}{z} < 0,5$. Тогда можно при анализе ограничиться значениями $\frac{L}{z^2 C} < 0,2$, так как обычно R_{\min} в несколько раз меньше R . В результате величины Δt_i можно выразить в виде следующих соотношений:

$$\begin{aligned} \Delta t_{1np} &= \frac{z(\gamma_1 - \gamma_0) + (u_1 - u_0)}{\kappa} + 0,5zC, \\ \Delta t_{2np} &= \frac{RC}{1-\gamma} \ln \left[\frac{u_2'(1-\gamma)^2}{\kappa RC \gamma} + 1,9 \right], \text{ где } \gamma = \frac{R^2 C}{zRC + L}, \\ \Delta t_{3np} &= \frac{1}{1 + \frac{L}{z^2 C}} \left[zRC \frac{u_0' - u_2'}{u_2' z + \Delta t_{2np} \cdot \kappa \cdot R} + \frac{L}{z} \right], \\ \Delta t_{4np} &= \frac{z_2 C}{1 + \frac{z_2}{z}} \ln \left\{ 1 - \frac{0,9(1 + \frac{z_2}{z})(\gamma_0'' - \gamma_0')}{\gamma_1 - \gamma_2 - \frac{[u_0' - \kappa(\Delta t_{1np} + \Delta t_{2np} + \Delta t_{3np})]}{z}} \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (72)$$

где $z_2 = \frac{u_3 - u_2''}{\gamma_1 - \gamma_2}$; γ_0', u_0' - ток и напряжение 2-го устойчивого состояния диода, J_0'' - ток после переключения при действии входного напряжения.

$$\Delta t_{3ос} \approx \begin{cases} \frac{u_3 - u_2'}{\kappa} + zC, & \text{если } u_3 - u_2 > \kappa zC, \\ 1,75 \sqrt{\frac{u_3 - u_2'}{\kappa}} + \frac{L}{z}, & \text{если } u_3 - u_2' < \kappa zC, \end{cases}$$

$$\Delta t_{2ос} \approx \Delta t_{2np}$$

(73)

Величины $\Delta t_{1ос}$ и $\Delta t_{4ос}$ не приводятся ввиду их малого вклада по сравнению с остальными временами, кроме того, участок 4 в режиме переключения напряжения практически не используется. Из приведенных выражений можно заключить, что влияние индуктивности на время переключения невелико при выполнении неравенства $\frac{L}{z^2 C} < 0,2$, что обычно достигается соответствующим монтажом. Увеличение L приводит к осцилляциям на вершине выходного импульса. Видно, что время прямого переключения $t_{np} = \sum_{m=1}^4 t_{mnp}$ слабо зависит от κ , если

$$\kappa < \frac{u_2' z}{\Delta t_{2np} R}, \quad (74)$$

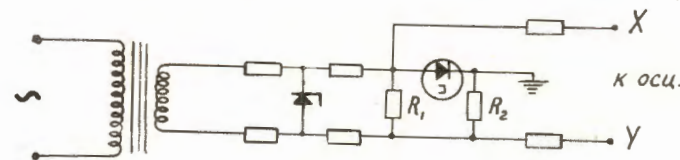
что обычно имеет место в практических случаях. Если скорость κ мала $|\kappa \ll \frac{u_2'}{RC}|$ и туннельный диод работает в режиме переключения напряжения $|\frac{z}{R} \gg 1|$, то для Δt_{3np} получают: $\Delta t_{3np} = C \frac{u_3 - u_2'}{\gamma_1 - \gamma_2}$, что согласуется с выражением (66).

Из соотношений (73) видно также, что время обратного переключения сильно зависит от κ , что вполне объяснимо, так как время обратного переключения диода достаточно велико

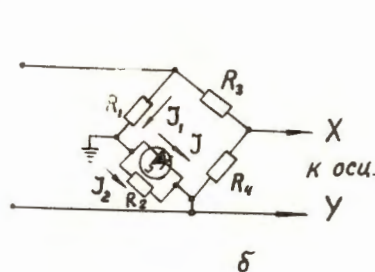
и скорость нарастания запускающего напряжения вносит основной вклад в процесс обратного переключения.

2.II. Измерение параметров туннельных диодов и осциллографирование вольтамперных характеристик

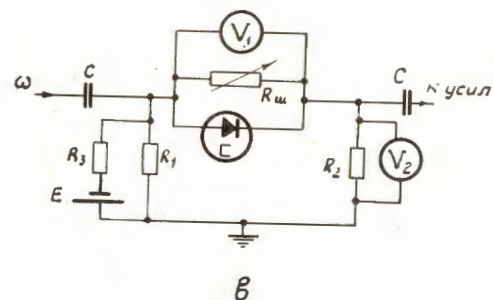
Из приведенных выше формул, описывающих режимы работы диодов, следует, что для расчета усилительных генераторных и переключательных схем на туннельных диодах необходимо знание таких параметров, как y_1, y_2, u_1, u_2, u_3 , которые могут просто быть измерены с помощью характериографов. Принципиальная схема простейшего характериографа приводится на рис.24а. Этот характериограф описан в работе /8/. Напряжение от сети подается через понижающий трансформатор, детектируется кремниевым стабилитроном, и на горизонтальные пластины поступает напряжение, пропорциональное напряжению на туннельном диоде, а на вертикальные пластины поступает напряжение, пропорциональное току через туннельный диод. Если желательно наблюдать характеристику диода полностью, отрицательное сопротивление диода не должно быть скомпенсировано сопротивлениями R_1 и R_2 , для чего нужно, чтобы сумма сопротивлений $R_1 + R_2$ была меньше $|R|$. Однако, обращаясь к условию устойчивости диода, включенного последовательно с сопротивлением, величина которого меньше отрицательного сопротивления диода (см. выражение (20)), можно видеть, что обеспечение стабильности такой схемы не является простой задачей. Поэтому на практике, пользуясь таким характериографом, не всегда удается наблюдать участок характеристики с отрицательным сопротивлением полностью. Чтобы наблюдать харак -



а



б



в

Рис.24. а) простейший характериограф для осциллографирования вольтамперных характеристик туннельных диодов, б) мостовая схема характериографа, в) схема измерения емкости туннельного диода.

теристику диода полностью, необходимо пользоваться мостовой схемой характеристики, описанной в работах /63,64,65/. Принципиальная схема приводится на рис.24 б. Условие стабильности (20) выполняется здесь тем, что $R_2 < |R|$. Условие (19) выполняется при безиндуктивных вводах от туннельного диода и сопротивления R_2 . Зависимости тока I через туннельный диод от напряжения на диоде U дается выражением:

$$I = - \frac{R_3 + R_4}{R_1 R_4} U,$$

при условии, что в отсутствие диода мост сбалансирован, то есть:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}.$$

Величина сопротивления R_2 порядка ома.

В работе /66/ описывается схема для снятия статических характеристик диодов. Можно выполнить простой тестер для измерения фронтов туннельного диода в режиме переключения /67/, если дифференцировать выходные импульсы диода так, что постоянная дифференцирования будет меньше длительности фронтов выходных импульсов, то амплитуда выходных сигналов будет обратно пропорциональна времени переключения диода. В литературе /68/ описан также характеристический график для снятия вольтамперной характеристики, кривой проводимости в зависимости от напряжения, поданного на диод, и отношения этих двух кривых. Методика измерения индуктивности L приводится в работе /69/, а последовательного сопротивления Z - в работе /70/.

Емкость диода C можно измерить по известной частотной характеристике коэффициента передачи по напряжению /16/. Возможно также измерение C методом, предложенным в работе /71/.

На рис.24 в приводится схема измерения. Измерения проводятся на относительно низкой частоте, поэтому пренебрегают влиянием индуктивности диода L . Также пренебрегают сопротивлением Z , а сопротивления R_1, R_2 берутся малыми, порядка ома. Сопротивление R_w выбирается таким, чтобы скомпенсировать отрицательное сопротивление диода, а сам диод смещается в область этого участка характеристики. Тогда $-R/R_w \rightarrow \infty$ и $Z_d = \frac{1}{\omega C}$. По коэффициенту деления входного напряжения, ω и R_2 определяют C . Для измерения дифференциального отрицательного сопротивления диода и исключения зависимости емкости диода от напряжения, напряжение сигнала на входе должно быть малым (порядка нескольких микровольт), и поэтому на выходе схемы требуется усилитель с большим коэффициентом усиления.

В работе /72/ для измерения емкости C использовался мостовой характеристический график (рис.24б), в котором последовательно с диодом включались переменная индуктивность $L_{пер}$. При увеличении индуктивности $L_{пер}$ при нарушении условия стабильности (19), т.е. когда $L_{пер}$ становится равным $Z|R/C$, возникают колебания, частота которых на малых амплитудах близка к предельной, определяемой соотношением (21). Момент возникновения колебаний определяется по появлению разрыва на вольтамперной характеристике на экране осциллографа. Величина $|R|$ определяется как тангенс угла наклона касательной к кривой в точке генерации, Z также определяется по начальному участку характеристики, тогда C определяется из соотношения $L_{пер} = Z|R/C$.

2.12. Туннельные диоды в комбинациях с сопротивлениями и обращенными диодами

Одно из основных преимуществ туннельного диода - простота. Совместное использование нескольких туннельных диодов, комбинации туннельных диодов, комбинации туннельных диодов с сопротивлениями и с обращенными диодами позволяют получить простым путем новые схемные характеристики, осуществление которых на лампах или транзисторах вызывает трудности. Ниже приводится несколько примеров таких комбинаций, взятых из работ [8, 73]. При включении двух туннельных диодов навстречу друг другу получится симметричный переключатель (рис.25 а). При включении нескольких диодов последовательно получается переключательная схема со многими состояниями. На рис.25б показана такая схема с 5-ю устойчивыми состояниями на 4-х туннельных диодах. Число последовательно включенных диодов не ограничено, важно только, чтобы они соответствовали друг другу по пиковым токам. Эта цепочка смещается генератором тока, и для ее ступенчатого переключения на вход следует подавать дозированные импульсы напряжения. Напряжение на цепочке дается выражением:

$$U = U_B m + (n-m)U_A, \quad (75)$$

в котором U_A - напряжение на диоде, когда он находится в состоянии с малым уровнем напряжения, U_B - напряжение на диоде, когда диод смещен на диффузионную ветвь характеристики, $(n-m)$ - число

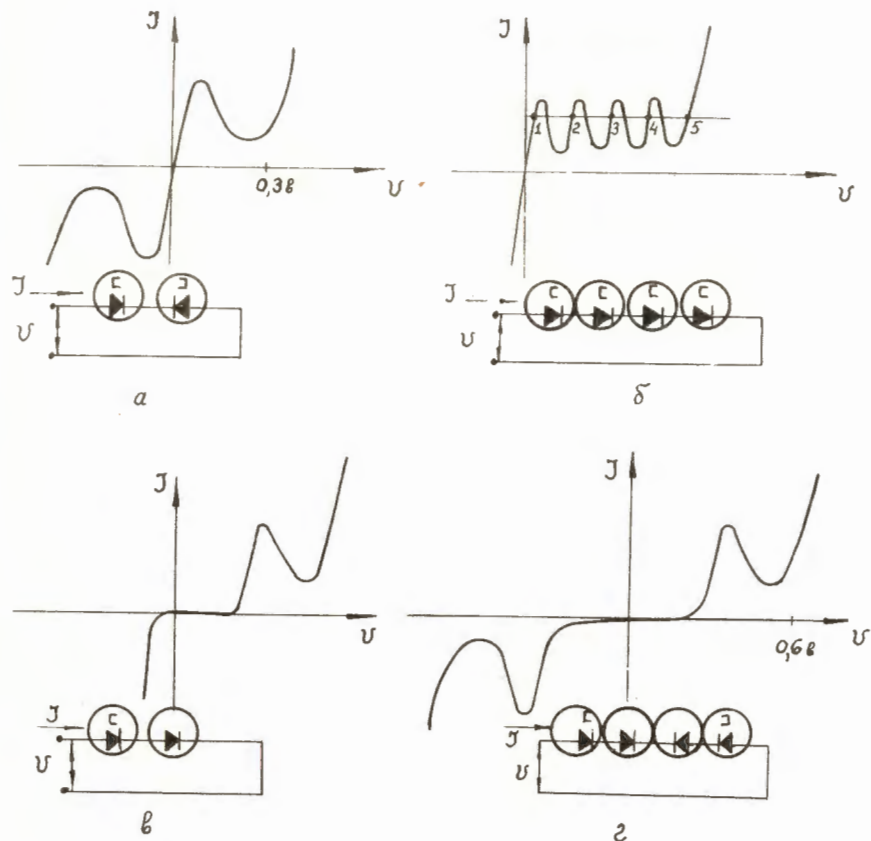


Рис.25. Некоторые комбинации туннельных диодов:

- а) схема симметричного переключателя,
- б) схема с 5-ю устойчивыми состояниями на 4-х туннельных диодах,
- в) сдвиг характеристики туннельного диода в сторону больших рабочих напряжений при помощи обращенного диода, включенного последовательно,
- г) симметричный переключатель со сдвигом напряжения с помощью обращенных диодов.

диодов, находящихся в первом состоянии, m - число диодов во втором состоянии. Если диоды подобрать так, чтобы $J_1' < J_2^2 \dots < J_n^n$; $U_2' < \frac{1}{2} U_3^2 < \dots < \frac{1}{2} U_1^n$, то схема будет обладать 2^n устойчивыми состояниями [74].

Такого типа схемы могут быть использованы для амплитудного анализа, пересчета, аналого-цифрового преобразования, для запоминающих устройств. Для сдвига характеристики туннельного диода в сторону более высоких напряжений, последовательно с ним включаются обращенные или обычные диоды, но в последнем случае обратная ветвь характеристики туннельного диода будет непроводящей. На рис.25в приводится характеристика туннельного диода, сдвинутая в сторону более высоких напряжений с помощью последовательного включения обращенного диода.

На рис.25 г показана схема симметричного переключателя, работающего при более высоких напряжениях, чем переключатель, показанный на рис. 25 а. Этот сдвиг также произведен последовательным включением обращенных диодов с туннельными диодами. Если параллельно туннельному диоду включить сопротивление, приблизительно равное модулю отрицательного сопротивления туннельного диода, то можно получить схему типа генератора тока (рис.26а). На рис.26б приводится схема на двух туннельных диодах с током минимума, захватывающим отрицательную область. При переключении туннельного диода в область диффузионной ветви характеристики обратное переключение диода затягивается (см. выражение (67)), и, кроме того, при переключении в область больших диффузионных токов начинается сказываться эффект накопления неосновных носителей, который в быстрых схемах накладывает ограничение на быстрое действие схем. Для ограничения эффекта накопления неосновных

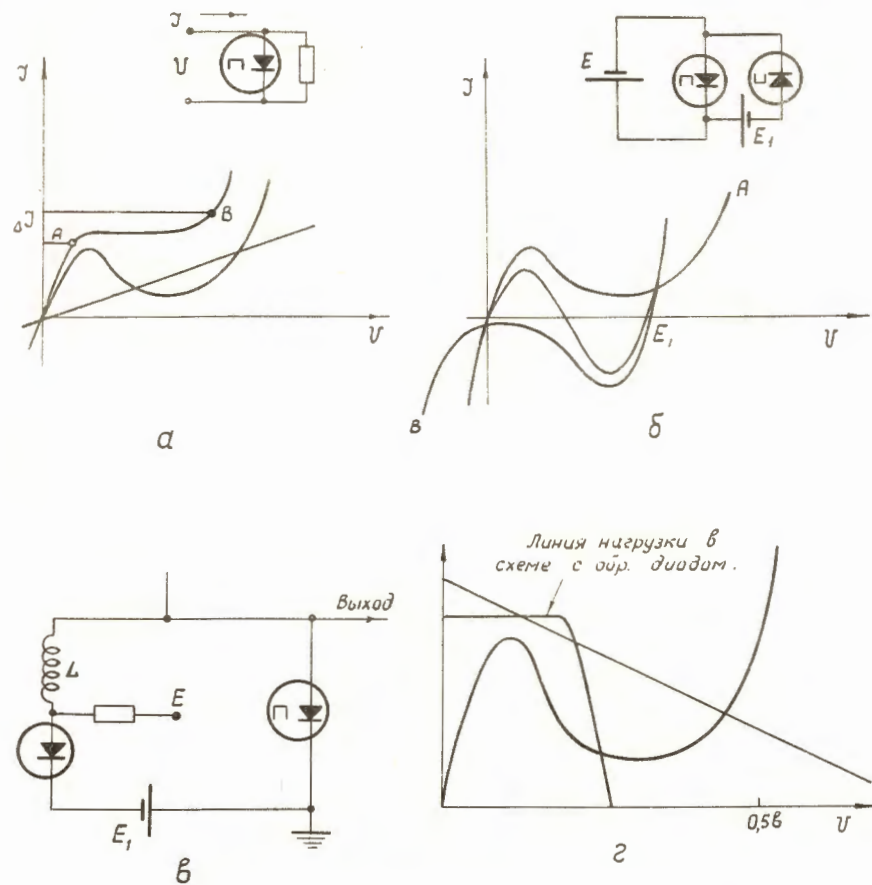


Рис.26. а/. Параллельное включение туннельного диода и сопротивления, обладающее участком с вольтамперной характеристикой генератора тока,

- б) включение туннельных диодов, увеличивающее участок отрицательного сопротивления,
- в) схема ограничителя напряжения туннельного диода на участке диффузионной ветви с использованием обращенного диода,
- г) графическое пояснение к схеме ограничителя.

носителей необходимо ограничить область работы диода на участке диффузионной ветви. Обычные диоды не подходят для этой цели, так как сами обладают эффектом накопления. Удачным решением для ограничения напряжения на участке диффузионной ветви является применение обращенных диодов ^{/75/}. На рис.26 в приводится схема ограничителя с применением обращенных диодов, а на рис.26 г дается графическое пояснение. Для сравнения на рис.26 г показана прямой линией линия нагрузки туннельного диода в случае, когда не используется обращенный диод. В случае применения обращенного диода с последовательной индуктивностью (для развязки его емкости от туннельного диода в начальный момент переключения) нагрузочная кривая будет нелинейной. Обращенный диод не обладает эффектом накопления неосновных носителей, так как в области ограничения через него течет туннельный ток основных носителей. Смещение E подбирают так, чтобы увеличить отношение $\frac{I_1}{I_2}$ составного элемента и фиксировать амплитуду выходного импульса. Формирователь такого типа обеспечивает быстрое восстановление, фиксирует амплитуду выходного сигнала, улучшает отбор. При включении двух туннельных диодов последовательно и при питании каждого диода напряжением, чуть большим напряжения минимума тока туннельного диода, получают схему с двумя устойчивыми состояниями, подобную параметрону. Окончательное состояние схемы определяется направлением тока, поданного на вход схемы (рис.27 а). Схема носит название "твин" ^{/76/}. Твинные схемы являются весьма перспективными при создании пересчетных устройств и логических элементов на туннельных диодах. Работу твинной схемы можно понять наложением характеристик двух туннельных диодов (рис. 27 б). Из графического решения видно, что у такой схемы возможны лишь две устой-

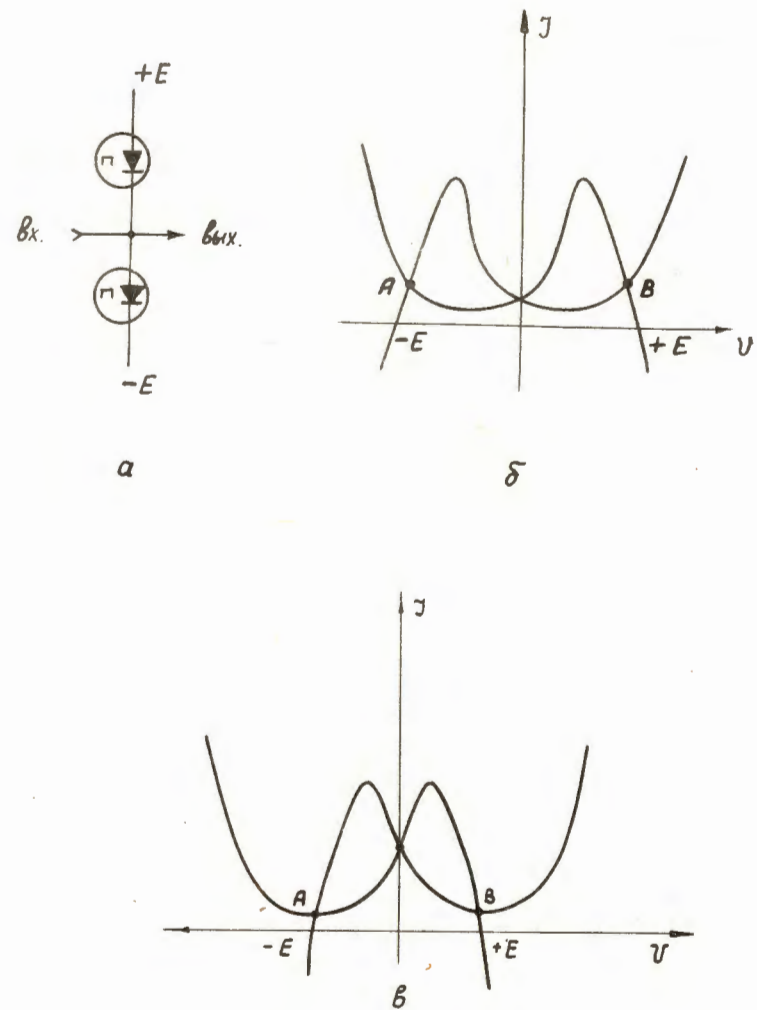


Рис.27. а) Схема последовательного включения двух туннельных диодов, которая может обладать двумя устойчивыми состояниями (твин), графическая иллюстрация случаев смещения твина:

- б) режим работы с двумя устойчивыми состояниями,
- в) режим мультивибратора.

чивых рабочих точки, поскольку третья общая точка находится в области отрицательного сопротивления и неустойчива. В одном из состояний выходное напряжение близко к потенциалу земли, в другом — к потенциалу источника питания $+E$. При подключении внешнего источника, отбирающего ток, например, нагрузки на землю, верхнему диоду более благоприятствует переключение в состояние с большим током, так как через него проходит больший ток, чем через нижний диод. Нижний диод при этом оказывается в состоянии с большим напряжением. Управление переключением оказывается особенно чувствительным при отключении источника питания и включении вновь. В этом случае в высоковольтное состояние скорее перейдет туннельный диод с меньшим пиковым током. При одинаковых параметрах диодов достаточно малого управляющего тока, чтобы определить конечные состояния диодов. Напряжение смещения должно удовлетворять неравенству: $U_2 < 2E < U_1 + U_3$, причем целесообразно выбирать его в середине указанного диапазона:

$$2E = \frac{U_1 + U_2 + U_3}{2} \quad (76)$$

При напряжении смещения, меньшем чем определяется неравенством, схема может не иметь устойчивого состояния (рис. 27 в) и является мульти vibratorом (см. рис. 17).

2.13. Туннельные диоды в комбинациях с транзисторами

На рис. 15 выше уже приводился пример работы туннельного диода совместно с транзистором в схеме усилителя, где обсу-

ждался вопрос согласования усилительных каскадов на туннельных диодах и транзисторах. Туннельный диод является быстрым элементом, граничная частота современных диффузионных триодов достигает 2 ГГц [77], поэтому комбинация туннельный диод-транзистор позволяет осуществить импульсные схемы наносекундного диапазона. В медленных схемах такая комбинация часто приводит к значительному упрощению самих схем. Кроме того, низкие рабочие уровни напряжения не позволяют осуществлять какую-либо индикацию с самих туннельных диодов и требуют включения в схемы полупроводниковых триодов, которые работают на уровнях напряжения, позволяющих производить индикацию.

Характеристика туннельного диода в области диффузионной ветви совпадает с входной характеристикой полупроводникового триода из того же материала (см. выражение (10)). Таким образом, если в начальный момент рабочая точка туннельного диода находилась на начальном участке характеристики (участок в окрестности тока максимума — 50–100 мв), где полупроводниковый триод не работает, то после переключения на диффузионную ветвь рабочая точка туннельного диода оказывается в области напряжений рабочего участка входной характеристики триода. Туннельный диод может быть включен параллельно входу транзистора как в схеме с общей базой, так и в схеме с общим эмиттером или коллектором. На рис. 28 а показано включение германиевого туннельного диода и германиевого транзистора в схеме с общим эмиттером, а на рис. 28 б дается графическое пояснение. Индуктивность L ставится для того, чтобы развязаться от емкости, связанной с триодом, а также от сопротивления базы триода. Входная характеристика кремниевого

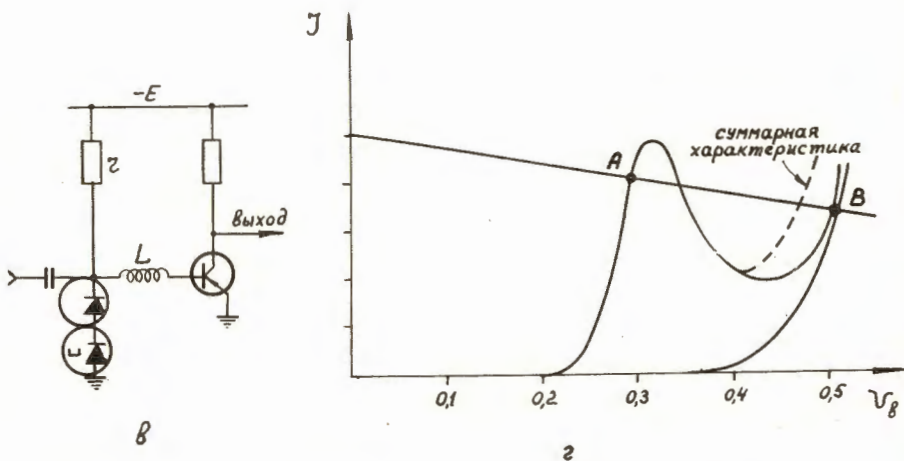
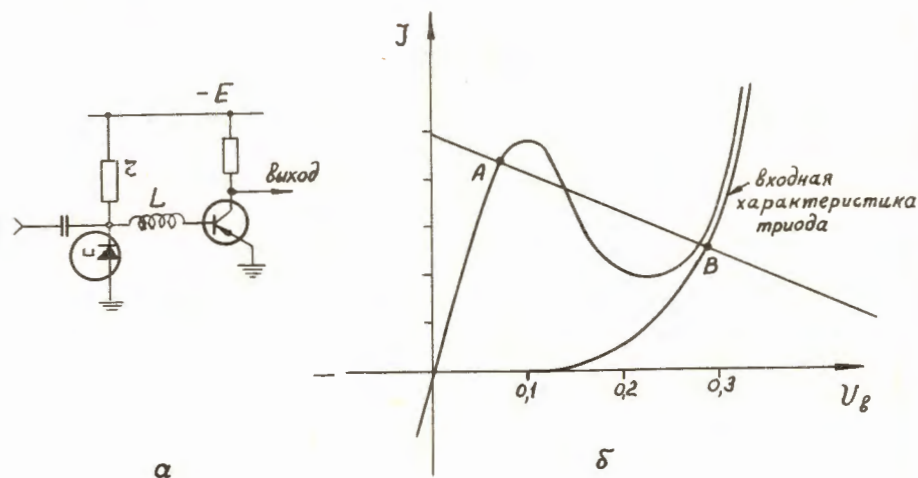


Рис.28. а) и б) Включение германиевого туннельного диода, когда нагрузкой является переход база-эмиттер германиевого транзистора:

- а) принципиальная схема,
- б) графическое пояснение,
- в) и г) случай включения с кремниевым транзистором, когда для сдвига характеристики туннельного диода в сторону больших напряжений применяется обращенный диод.

полупроводникового триода начинается при более высоких напряжениях, чем у германиевого триода. Для согласования с кремниевым триодом последовательно с туннельным диодом следует включить обычный германиевый диод или обращенный германиевый диод, что в этом случае оказывается более предпочтительным из-за резкого излома характеристики в точке начала проводимости и отсутствия эффекта накопления носителей (на рис.28 в и 28 г). Туннельный диод из арсенида галлия можно включать с кремниевым триодом без дополнительных согласующих диодов. В работе ^{178/} поясняется как могут быть изменены рабочие токи туннельных диодов при включении совместно с полупроводниковыми триодами (рис.29 а,б и 29 в,г). Рис.29 д,е демонстрируют, каким образом можно получить с туннельным диодом и транзистором характеристику с отрицательным сопротивлением, подобную характеристикам газоразрядных приборов.

Приведенными выше примерами не исчерпывается многообразие схемных элементов на комбинациях туннельных диодов и туннельных диодов с транзисторами, однако, эти примеры являются иллюстрацией возможностей, которые вместе с такими преимуществами туннельных диодов, как простота изготовления, быстродействие, малые габариты, стойкость по отношению к изменению условий окружающей среды, малое потребление мощности, и несмотря на такие недостатки, как затруднения при каскадировании из-за двуполюсного характера прибора и разброс параметров (который может быть значительно уменьшен с развитием технологии изготовления), делают туннельные и обращенные диоды одними из основных полупроводниковых приборов, применяемых в современных схемах счета, логики, памяти, цифровых устройств и в схемах регистрации частиц в ядерной электронике.

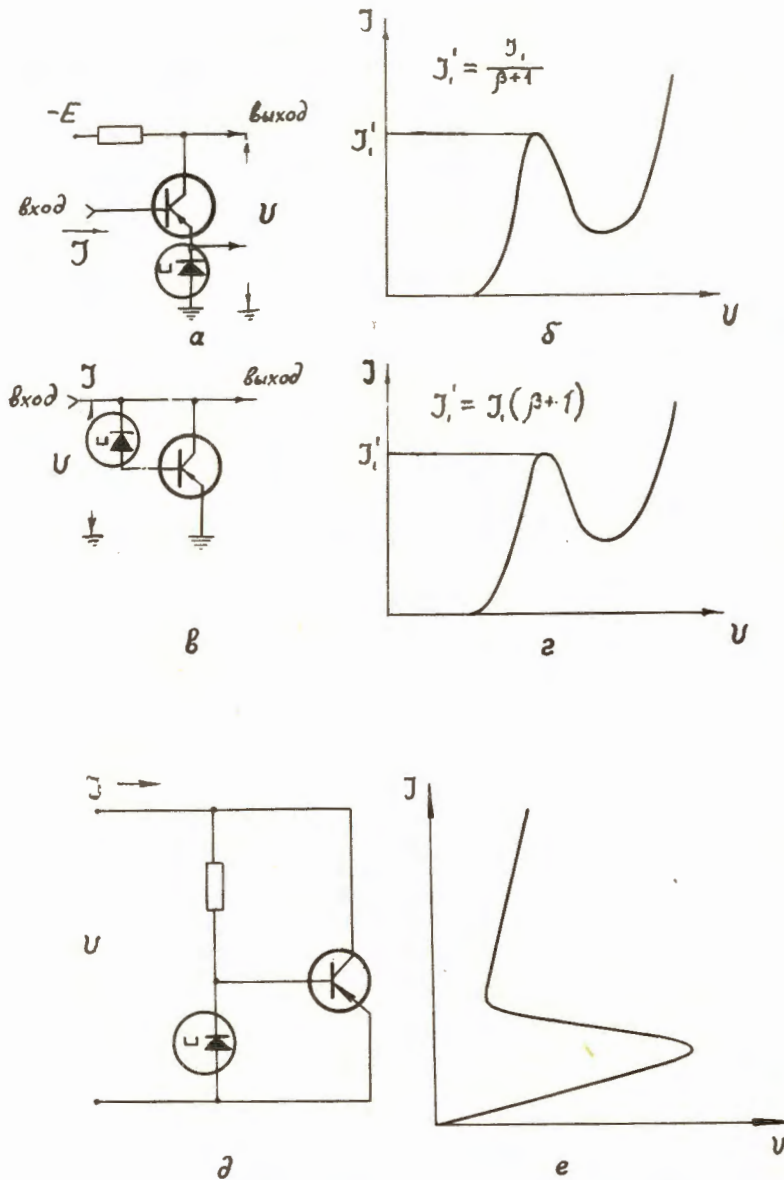


Рис.29. а) и б) Изменение пиковых токов туннельных диодов с помощью транзисторов, д) и г) инверсия вольтамперной характеристики туннельного диода с помощью транзистора.

1. А.Лоу, Р.Эндрес, Дж.Зевельс, Ф.Вельдхауэр, Ч.Ченг. Основы полупроводниковой электроники. Перевод с англ. "Сов. радио", М., 1958.
2. Lesaki, Phys. Rev. 109, N 2, 603, 1958.
См. русский перевод Л.Эсаки. Новые явления в тонких германиевых pn - переходах. "Туннельные диоды" Сб. статей под редакцией В.И.Фистулы, стр.15-19, ИЛ, 1961.
3. Л.Эсаки. Свойства высоколегированного германия и тонких pn - переходов. Сб. "Туннельные диоды", ИЛ, 1961.
4. Д.С.Тиходеев. К расчету вольтамперной характеристики туннельного диода. "Полупроводниковые приборы и их применение". Сб. статей под ред. Я.А.Федотова, 1961, №7, "Сов. радио".
5. Т.Ядзима, Л.Эсаки. Избыточный шум в тонких германиевых pn - переходах. Сб. "Туннельные диоды", ИЛ, 1961.
6. Н.А.Белова. Влияние примеси с глубокими уровнями на избыточный ток германиевых туннельных диодов. "Радиотехника и электроника", VIII, № 4, 646, 1963.
7. В.Л.Бонч-Бруевич. О вольтамперной характеристике туннельного диода. "Радиотехника и электроника", VI, №2, 2041, 1961.
8. J.A.Lesk, N.Holonyak, U.S.Davidson, M.W.Aarons.
Welson Conv. Rec. Electr. Dev. 3, pt 3, 9 (1959).
9. С.Г.Мадоян. Д.С.Тиходеев, А.Ф.Трутко. Туннельный диод. Сб. "Полупроводниковые приборы", № 7, 1961, "Сов. радио".

10. A. Blicher et al. Temperature Dependence of the Peak Current of Germanium Tunnel Diodes. Proc. IRE, 49, n. 9, 1428-1429, 1961.
 11. R. P. Nanavati. Shift of Peak Voltage with Temperature in Tunnel Diodes, PIRE, 49, n. 1, 349, 1961.
 12. В. Х. Карклиньш. Температурная зависимость параметров германиевых туннельных диодов. "Автоматика и вычислительная техника", 4, 155, Изд. АН Лат. ССР, Рига, 1963.
 13. Л. А. Логунов, В. С. Питанов. Вольтамперные характеристики туннельных диодов из арсенида галлия. "Радиотехника и электроника", VIII, № 4, 723, 1963.
 14. В. К. Семеновский. Время переключения туннельного диода при запуске наклонным фронтом напряжения. "Радиотехника и электроника", VII, № 12, 2092, 1962.
 15. J. Lacour. Utilisation des diodes tunnel en electronique impulsionnelle. Conference sur l'electronique nucleaire, Belgrade 15-20 Mai 1961, NE/200.
 16. Б. Н. Кононов, А. С. Сидоров. Туннельные диоды и их применение в триггерах. Сб. "Полупроводниковые приборы и их применение", № 7, 1961, "Сов. радио".
 17. C. Infante. F. Pandarese. The Tunnel Diode as a Threshold Device; Theory and Application. Conference on Nuclear Electronics, Belgrade 15-20 May, 1961, NE/71.
 18. Б. Н. Мясников. Заторможенный генератор импульсов на туннельном диоде с большим диапазоном изменения длительности. "Радиотехника", № 1, 48-52, 1963.
 19. В. Я. Фистуль, Н. З. Шварц. Туннельные диоды. УЭН, 77, вып. I, 109, 1962.
 20. R. P. Murray. Biasing Methods for Tunnel Diodes. Electronics, 33, n. 23, 92, 1960.
- См. также Экспресс-информация, сер. "Радиотехника и электроника", № 37, реф. № 301, 1960, ВИНИТИ.

21. C. O. Horbourn. The Dynamic Behaviour of Negative Resistance Devices. Communication & Electronics, n. 61, 216, July 1962.
22. M. Schuler, W. W. Gärtner. Large-Signal Circuit Theory for Negative-Resistance Diodes in Particular Tunnel Diodes, Proc. JRE, 49, n. 8, 1268, (1961).
23. Д. Воронцов, К. С. Ржевкин. Туннельные диоды в усилительных схемах (обзор). "Радиотехника и электроника", VII, № II, 1779-1809, (1961).
24. M. E. Hines. High Frequency Negative-Resistance Circuit Principles for Esaki Diode Applications. The Bell System Technical Journal, XXXIX, n. 3, 477-523, 1960.
25. S. Derman. Tunnel-Diode Amplifier Gain. Electronic Industries, 21, n. 4, 95, 1962.
26. H. Rieck & R. Maurer. Der Tunnel-Dioden-geradeausferstärker als rauscharme Vorstufe im UHF-Gebiet. Archiv der Elektrischen Übertragung, 15, n. 11, 495, 1961.
27. I. Revuz. Regimes non linéaires dans les diodes "tunnel". L'onde électrique, XLIII, n. 430, 47, 1963.
28. H. S. Sommers Proc. IRE, 47, 1201 (1959).
29. Д. Л. Симонов. К теории RC-усилителей на туннельных диодах "Радиотехника", I7, № 12, 52, 1962.
30. W. L. Miranker. The Occurrence of Limit Cycles in the Equations of a Tunnel Diode Circuit, IRE Trans, CT-9, 4, 1962.

31. C.A.Burrus and K.Trambarulo. A millimeter-wave Esaki-diode amplifier. Proc. IRE, 49, N 6, 1075, 1961.
32. M.E.Hines, W.W.Anderson: Noise Performance Theory of Esaki-Diode Amplifier. PIRE, 48, N 4, 789, 1960.
33. A.C.MacPherson, Noise figure and stability of negative conductance amplifiers, Proc. IRE, 49, n.8, 1314, 1961.
34. I.I.Tiemann. Shot noise in Tunnel Diode Amplifiers, PIRE, 49, n.2, 622, 1961.
35. R.A.Pucel. The Equivalent Noise Current of Esaki Diodes, PIRE, 49, n.6, 1080, 1961.
36. L.E.Dioresis. Tunnel Diode Noise Nomograph. Electronic Industries, 20, n.9, 110, 1961.
37. И.М. Айбиндер. Интенсивность шума схемы с отрицательными сопротивлениями. "Радиотехника", № II, 30, 17, (1962)
38. I.I.Sie. Absolutely Stable Hybrid Coupled Tunnel-Diode Amplifiers, PIRE, 48, n.7, 1321, 1960.
39. А.А. Ризкин. О влиянии нелинейности характеристики туннельного диода. "Радиотехника и электроника". УП, № 6, 1062, (1962).
40. P.M.Chirlian, A Technique for Cascading Tunnel Diode Amplifiers, PIRE, 48, n.6, 1156, 1960.
См. также Экспресс-информация, серия "Радиотехника и электроника", 1960, № 40, реф. 314, ВИНИТИ.
41. L.A.Losasso. Tunnel Diode as an Interstage Gain Device. PIRE, 48, n.3, 793, 1960.

42. G.Dermit. High Frequency Power in Tunnel Diodes, PIRE 49, n.6, 1033-1042, 1961.
43. R.A.Whitney. The Tunnel Diodes as a Relaxation Oscillator, Electronic Engineering, 34, 414, 1962.
44. I.Merret. A Single Tunnel Diode Relaxation Oscillator, Electronic Eng., 35, n.421, 156, 1962.
45. И.С. Нейман, Г.П. Земцов. Амплитудные триггеры на туннельных диодах. "Радиотехника", 18, № I, 40, (1963).
46. I.Nagumo, M.Shimura, Self-Oscillation in a Transmission Line with a Tunnel Diode, Proc. IRE, 49, n.8, 1281, 1961.
47. A.G.Franco, A.S.Farber, Transient analysis of a Transmission Line Tunnel-Diode Circuit. PIRE, 51, n.2, 388, 1963.
48. M.H.Steward et al. Tunnel diode loaded by a shorted Transmission line, Proc. IRE, 50, n.8, 1830, 1962.
49. I.I.Nagle. Crystal-stabilized tunnel-diode oscillators. Electronics, 34, n.35, 40-42, 1961.
50. K.K.N.Chang, Low noise tunnel diode amplifier. PIRE, July, 1268-1269, 1959.
51. H.M.Wachowsky, A tunable L-band, Tunnel-diode amplifier, IRE International Convention Records, 9, pt.3, 64 (1961).
52. Shyh Wang, Conversion coeff. and output power..., Proc. IRE, 49, n.7, 1418, 1961.
53. F.S.Barnes, L.Morris. A Tunnel-Diode Frequency Multiplier with gain. PIRE, 49, n.12, 1940, 1961.
54. Wen H.Ko. Tunnel-Diode Oscillator Delivers R-F and Audio, Electronics, 35, n.41, 56, 1962.
55. Л.А. Логунов, Обращенный диод в качестве детектора малого сигнала. "Радиотехника и электроника", УП, № 4, 722, (1963).

56. Ч.А. Поляков. О свойствах детектора на туннельном диоде. "Радиотехника и электроника", VII, № 10, 1843, (1962).
57. G.B.Smith. Tunnel Diode generates Rectangular Pulses. Electronics, 33, n.48, 124, 1960.
58. T.W.Flowerday and D.D.McKibbin, Tunnel-Diode One-Shot and Triggered Oscillator. Proc.IRE, 49, n.8, 1315, 1961.
59. Б.Н. Кононов, Ю.А.Чурин. Формирующие устройства на туннельных диодах. ПТЭ № 4. (1963)
60. Thomas A. Rabson. Utilization of tunnel diodes in fast trigger circuits. Nuclear Instruments & Methods, 12, n.1, 127, 1961.
61. Б.Н. Кононов, А.С. Сидоров, В.Ф. Леонов. Амплитудные дискриминаторы на туннельных диодах. ПТЭ (в печати).
62. Б.Н. Кононов, А.А. Орликовский. Применение туннельных диодов в быстродействующих устройствах хранения информации. Известия вузов СССР, серия "Радиотехника", 6, №1, (1963).
63. R.I.Wilfenger, B.A.Zolotar, Bridge for Tracing the Tunnel Diode I - V and Conductance Curves, Rev.Sci.Instr., 33, 9, 1962.
64. A.M.Goodman. Tdst Set for Displaying the Volt-Ampere Characteristics of Tunnel Diodes, Rev.Sci.Instr., 31, 286-288, 1961.
65. Ю.В. Соловьев. Осциллографический метод измерения токов и напряжений по характеристикам туннельных диодов. ПТЭ, № 1, 175-177, (1963).
66. C.D.Todd, Tunnel diode parameters measured with single Test Set. Electronics, 35, n.19, 43, 1962.

67. I.E.Gersbach, I.Liber. Tunnel diode switching time tester. Electronics, 35, n.16, 48, 1962.
68. C.R.Gneiting. Electronic Determination of the I, G, I/G parameters of tunnel diodes. Rev.Sci.Instr., 32, n.8, 907, 1961.
69. W.B.Hauer. Definition and Determination of the Series Inductance of Tunnel Diodes. IRE Trans. ED-8, n.6, 475, 1961.
70. А.Н.Ковалев, Н.Е.Скворцова. Влияние степени легирования германия на основные радиотехнические параметры туннельных диодов. "Радиотехника и электроника", VIII, № 6, 1002, (1963).
71. Н.Е. Скворцова. Методика измерения отрицательного сопротивления и емкости туннельных диодов. "Радиотехника и электроника", VIII, № 2, 353, (1962).
72. E.Baldinger. Tunnel Diodes in fast circuits. Nuclear Instrum. & Methods, 20, 309-312, 1963.
73. R.C.Sims, E.R.Beck, V.C.Kamm. A Survey of Tunnel-Diode Digital Technique, Proc. IRE, 49, 1, 136, 1961.
74. B.Rabinovici, I.Klapper, Composite Tunnel-Diode Characteristics, Electronics, 35, n.7, 46, 1962.
75. W.Rhoades, Background Diode Clamp Reduces Tunnel-Diode Delays. Electronics, 36, n.6, 56, 1963.
76. E.Goto et al. Esaki Diode High-Speed Logical Circuits. IRE, Trans., EC-9, n.1, 25, 1960.
77. Dill Hans G., Zuleeg Reiner, A 1 Gc coaxial transistor for mixer and oscillator application. "Semiconductor prod.", 6, n.1, 15, 1963.
См. также Экспресс-информация, "Электроника", 1963, №19, реф.1

78. C.D.Todd, Combining Transistors with Tunnel Diodes,
Electronics, 33,n.34,59,1960.