

06;12

Новый тип осцилляций в бистабильных резонансно-туннельных диодах

© Б.А. Главин, В.А. Кочелап, В.В. Митин

Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев
Wayne State University, Detroit, USA, MI48202

Поступило в Редакцию 9 октября 1998 г.

Показано, что связь резонансно-туннельных диодов с внешней электрической цепью, содержащей колебательный контур, может привести к возбуждению пространственно-временных колебаний.

Резонансно-туннельные диоды (РТД) в последние годы являются объектом интенсивных исследований (см., например, [1]). Одним из распространенных эффектов, наблюдаемых в РТД, является внутренняя бистабильность вольт-амперной характеристики (ВАХ) Z-типа, возникающая за счет накопления электрического заряда резонансных электронов в квантовой яме (КЯ) РТД.

Недавно теоретически был рассмотрен новый тип переходного процесса в бистабильных РТД [2,3], связанный с поперечными волнами переключения (ВП). ВП представляет собой неоднородную в направлении, поперечном току структуру плотности резонансно-туннельного тока. При этом часть сечения РТД находится в высокотокковом состоянии, часть — в низкотокковом (рис. 1, *a*), а граница между этими двумя областями движется вдоль КЯ с некоторой скоростью v , зависящей от величины напряжения РТД V . Как видно, ВП осуществляет переключение РТД из одного однородного состояния в другое. При этом тип возможного переключения также определяется V . Внутри бистабильной области напряжений $V_l < V < V_h$ существует специфическая величина напряжения V_c , для которого $v = 0$ и ВП представляет собой стационарную поперечную структуру. При $V_l < V < V_c$ возможно переключение из низкотоккового состояния в высокотокковое, а при $V_c < V < V_h$ — из высокотоккового в низкотокковое. Важно, что ВП может возбуждаться избыточной инжекцией или экстракцией резонансных электронов вблизи поперечных границ РТД, что может иметь место

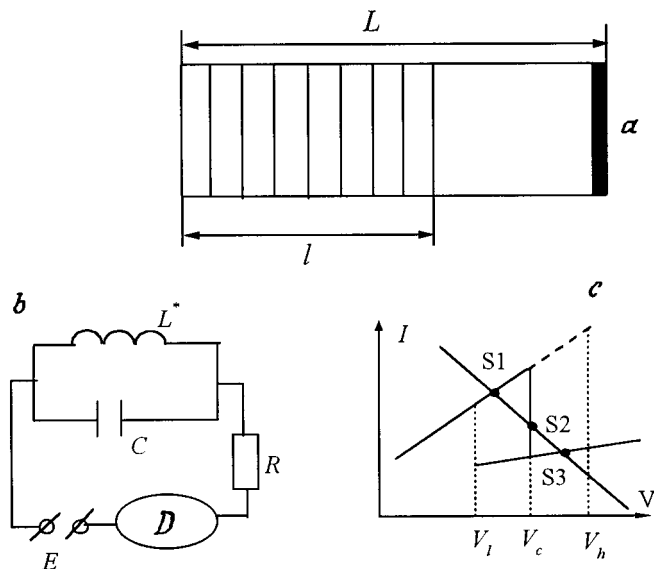


Рис. 1. *a* — схематическое изображение поперечного сечения РТД при распространении волны переключения. Заштрихованная часть длиной l находится в высокотокковом состоянии, остальная часть длиной $L - l$ — в низкотокковом. *b* — рассматриваемая электрическая цепь, *D* — резонансно-туннельный диод. *c* — стационарные состояния системы; показаны Z-образная ВАХ РТД и нагрузочная прямая.

как за счет технологических неоднородностей (вариации толщин слоев квантовой ямы и барьеров), так и за счет наличия дополнительных контактов. Таким образом, низкотокковая ветвь ВАХ при $V_l < V < V_c$ и высокотокковая при $V_c < V < V_h$ могут становиться неустойчивыми из-за возбуждения ВП.

Основным результатом данной работы является тот факт, что связь РТД, в котором участок ВАХ неустойчив к возбуждению ВП, со внешней электрической цепью, содержащей колебательный контур, может вести к возбуждению нового типа пространственно-временных колебаний. Их причиной является то, что изменение тока РТД при распространении ВП ведет к изменению напряжения РТД и скорости

ВП из-за реакции электрической цепи. Предметом анализа является простая электрическая цепь, изображенная на рис. 1, *b*. При этом для определенности полагается, что высокотоковая ветвь ВАХ при $V_c < V < V_h$ является неустойчивой в результате возбуждения ВП. Стационарные состояния системы определяются пересечением ВАХ системы и нагрузочной прямой (рис. 1, *c*). Нас интересует случай, когда два из них ($S1$ и $S3$) — однородные высоко- и низкотоковое, а третье, $S2$, — стационарная структура типа $V = V_c$. Легко увидеть, что $S1$ и $S3$ устойчивы относительно малых возмущений, а $S2$ — неустойчиво. Если в начальный момент времени система находится в состоянии $S1$, то достаточно сильное возмущение, такое, что V становится больше V_c , приводит к возбуждению ВП. После этого возможны три варианта дальнейшей эволюции системы: 1) РТД полностью переключается в состояние $S3$; 2) из-за влияния цепи в некоторый момент времени V становится меньше V_c , ВП изменяет направление распространения и РТД возвращается в однородное высокотоковое состояние; 3) после описанного в (2) возврата эволюция цепи приводит к тому, что опять начинает выполняться условие $V > V_c$, и ВП возбуждается вновь.

Как видно, каждый цикл осциллирующий состоит из двух стадий. Во время первой из них в РТД распространяется ВП. При этом система описывается уравнениями:

$$\frac{dl}{dt} = -v(V), \quad \frac{d^2U}{dt^2} + \omega_0^2 U = \frac{1}{C} \frac{dI}{dt}. \quad (1)$$

Здесь l — длина области РТД, находящейся в высокотоковом состоянии, положительная скорость v соответствует переключению из высоко- в низкотоковое состояние, U — напряжение на колебательном контуре, $\omega_0 = (L^*C)^{-1/2}$, L^* , C — собственная частота, индуктивность и емкость колебательного контура, I — ток РТД, определяющийся соотношением

$$I = (l/L)I^{(h)}(V) + (1 - l/L)I^{(l)}(V), \quad (2)$$

где L — длина РТД в направлении распространения ВП, а $I^{(h,l)}$ — уравнения высоко- и низкотоковой ветвей ВАХ РТД. Записанная система уравнений должна быть дополнена законом Кирхгофа: $IR + U + V = E$, где E — напряжение источника. Во время второй стадии РТД находится в однородном высокотоковом состоянии $l = L$, и система описывается вторым уравнением в (2). В соответствии с вышесказанным каждый

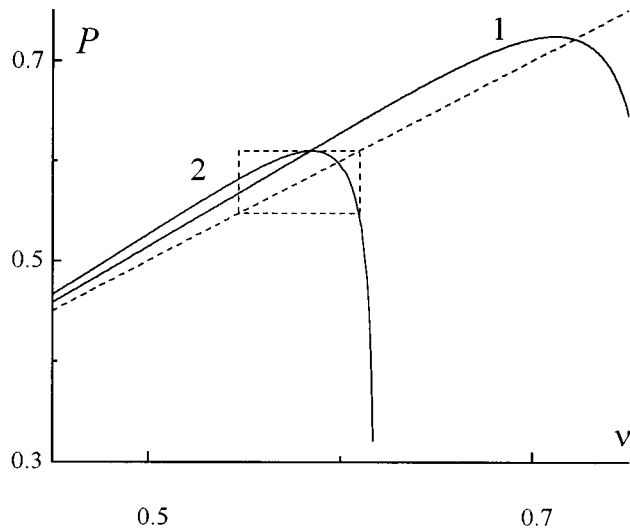


Рис. 2. Одномерные отображения $P(\nu)$, приводящие к возникновению осцилляций. Единичная прямая $P = \nu$ и область притяжения отображения 2 показаны штриховыми линиями.

цикл определяется тремя начальными условиями. Два из них, однако, всегда одинаковы: в начале цикла $l = L$ и $U \equiv U_0 = E - V_c - I^{(h)}(V_c)R$. Таким образом, реально существует лишь один начальный параметр, который мы определяем как $\nu = -(\omega_0 U_0)^{-1/2} (dU/dt) (t = 0)$. При этом эволюция всей системы описывается одномерным отображением P , определяющим значение ν на $(n + 1)$ -м цикле по его значению на n -м цикле: $\nu_{n+1} = P(\nu_n)$.

На рис. 2 показаны два типа отображений P , приводящих к осцилляциям. Регулярным осцилляциям соответствуют стационарные точки P , определяющиеся уравнением $P(\nu) = \nu$. Если в стационарной точке $|dP/d\nu| < 1$, то стационарная точка и осцилляции устойчивы, что соответствует кривой 1 рис. 2. Осцилляции могут существовать и тогда, когда стационарная точка неустойчива, но у отображения существует область притяжения, внутрь которой захватывается параметр ν . Этому случаю соответствует кривая 2 рис. 2 (область притяжения показана

штрихованным прямоугольником). При вычислениях использовались линейные аппроксимации для v и ВАХ РТД: $v = \beta(V - V_c)$, $I^{(h,l)} = I_0^{(h,l)} + (V - V_c)/R_{h,l}$. Кривые 1 и 2 соответствуют следующим параметрам РТД и цепи: $\beta(I_0^{(h)} - I_0^{(l)})R/(L\omega_0) = 1.3$ и 1.6 соответственно, $R_h/R = 100$, $R_l/R = 1000$, $\omega_0 RC = 20$, $l_c/L = 0.9$, где l_c — величина l , соответствующая стационарному состоянию S_2 .

Таким образом, нами показано, что возбуждение волн переключения в бистабильных РТД, связанных с колебательным контуром, может вести к возникновению нового типа пространственно-временных автоколебаний, не связанных с наличием отрицательного дифференциального сопротивления. Отметим, что указанное явление во многом обусловлено свойствами устойчивости поперечных структур в бистабильных системах Z-типа [4].

Список литературы

- [1] *Proc. of a NATO Adv. Res. Workshop on Resonant Tunneling in Semiconductors: Physics and Applications*, El Escorial, May 14–18, 1990. N.Y.: Plenum Press, 1991. 537 p.
- [2] *Glavin B.A., Kochelap V.A., Mitin V.V. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56. N 20. P. 13 346–13 359; Lithuanian Journ. Phys. 1995. V. 35. N 5–6. P. 549–551.*
- [3] *Мельников Д.В., Подливаев А.И. // ФТП. 1998. Т. 32. № 2. С. 227–234.*
- [4] *Meixner M., Rodin P., Schöll E. // Phys. Stat. Sol. (b). 1997. V. 204. N 1. P. 493–496.*