

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ 2D ПЛАЗМОНОВ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ

М.Н.Фейгинов¹⁾, В.А.Волков²⁾

Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 сентября 1998 г.

Резонансное туннелирование сопровождается накоплением 2D электронов в квантовой яме между барьерами резонансно-туннельных диодов. В высококачественных структурах это приводит к Z -образности вольт-амперной характеристики и, как показано, к самовозбуждению 2D плазмонов в этой квантовой яме при любой внешней цепи для вполне реальных параметров структур.

PACS: 73.40.Gk, 73.50.Mx, 73.61.Ey

Резонансно-туннельные диоды (РТД), изготовленные на основе двухбарьерных полупроводниковых гетероструктур, обычно обладают N -образной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) [1]. Однако 10 лет назад было обнаружено, что накопление 2D электронов в квантовой яме РТД может приводить к трансформации ВАХ от N -типа к Z -типу [2–6]. При измерениях обычным способом (например, в режиме заданного напряжения) это должно проявляться в виде бистабильности тока. Недавно была предложена [7, 8] экспериментальная методика, реализующая отрицательные нагрузочные сопротивления, что позволило измерить ВАХ Z -типа. Интерпретация результатов работ [7, 8] зависит от решения проблемы устойчивости однородного (вдоль квантовой ямы – КЯ) распределения токов и зарядов в РТД по отношению к неоднородным возмущениям на Z -образном участке ВАХ. Этой проблеме и посвящена настоящая работа. Задача сформулирована в терминах 2D плазмонов – низкочастотных колебаний заряда в КЯ. Этот язык, на наш взгляд, наиболее адекватен рассматриваемой проблеме.

Заметим, что задача о неоднородном нелинейном распределении туннельного тока в РТД рассматривалась в [9]. Результаты сложным образом зависели от параметров системы. К сожалению, рассмотренная в [9] ситуация (очень тонкие барьеры и пренебрежение внешней цепью) неприменима для описания эксперимента [7, 8].

В данной работе аналитически рассмотрены свойства 2D плазмонов в КЯ РТД. Учтено, что эти плазмоны экранируются хорошо проводящими эмиттером и коллектором (в идеальном 2D газе экранирование металлической плоскостью, как известно [10], приводит к линейному спектру $\omega(q)$ плазмонов). Решена проблема линейной устойчивости таких плазмонов. Результаты справедливы для произвольных туннельных барьеров при любой внешней цепи. Из сравнения с экспериментом извлечены параметры, определяющие неустойчивость.

Основные уравнения. Рассмотрим РТД (рис.1) в модели последовательного туннелирования [11]. Будем считать, что времена жизни электрона в яме за счет туннелирования в эмиттер и коллектор (τ_e и τ_c , соответственно) велики по сравнению с временем релаксации импульса в КЯ (τ), что практически всегда выполняется

¹⁾ e-mail: misha@mail.cplire.ru; M.N.Feiginov.

²⁾ e-mail: VoVA@mail.cplire.ru

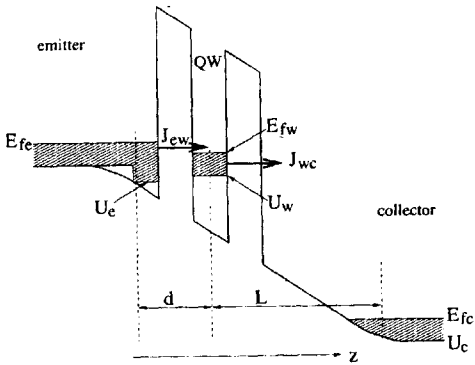


Рис.1. Энергетическая диаграмма РТД в режиме резонансного туннелирования. 2D электронный газ в КЯ формируется балансом резонансного тока эмиттер-яма (J_{ew}), нерезонансного тока яма-коллектор (J_{wc}) и растеканием 2D электронов вдоль ямы, см. уравнение (2)

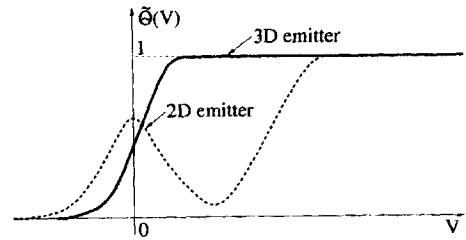


Рис.2. Формфактор уширения резонансных туннельных переходов эмиттер-яма как функция V . Сплошная линия - для переходов из 3D эмиттера, штриховая - дополнительный вклад переходов из 2D эмиттера (то есть из обогащенного слоя на рис.1)

(см. оценки ниже). Система уравнений, описывающая временное и пространственное (x, y) распределение токов в КЯ, состоит из материального уравнения (1), уравнения непрерывности (2) и уравнения Пуассона в приближении локальной емкости (3):

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \nu \mathbf{J} = \frac{\sigma \nu}{e} \nabla E_{fw}, \quad (1)$$

$$-e \frac{\partial}{\partial t} N_{2D} + \nabla \mathbf{J} = J_{ew} - J_{wc}, \quad (2)$$

$$V - V_0 = \frac{e^2}{C} N_{2D} - (E_{fe}^0 - E_{fc}^0) \frac{d}{L+d}, \quad (3)$$

$$J_{ew} = -[E_{fe} - E_{fw} - (E_{fe} - U_w) \theta(U_w - E_{fe})] \rho_{2D} \frac{e}{\tau_e} \bar{\theta}(V), \quad (4)$$

$$J_{wc} = -N_{2D} \frac{e}{\tau_c}, \quad (5)$$

где $\mathbf{J}(x, y)$ - 2D плотность тока в КЯ; J_{ew} и J_{wc} - z -компоненты плотности токов эмиттер-яма и яма-коллектор, соответственно; $N_{2D} = [E_{fw} - U_w] \rho_{2D}$ - локальная 2D концентрация электронов в КЯ, ρ_{2D} - 2D плотность состояний в КЯ, E_{fi} и U_i - локальные уровни Ферми и энергии дна зоны в эмиттере вблизи барьера ($i = e$), в яме ($i = w$) и коллекторе ($i = c$); $V = U_w - U_e$. Для простоты предполагается, что при нулевом внешнем смещении дно 2D подзоны в КЯ находится выше уровня Ферми в эмиттере, при этом $V = V_0$; τ_e и τ_c считаются не зависящими от V , это предположение является оправданным, когда вблизи границы эмиттер-барьер есть изгиб дна зоны проводимости, сравнимый по глубине с E_{fw} . Эффективное расстояние эмиттер-яма (d) больше толщины эмиттерного барьера на длину экранирования Томаса-Ферми и полуширину КЯ; L - аналогичное расстояние яма-коллектор, включающее в себя дополнительно длину обедненной области; $C = \epsilon(L+d)/4\pi Ld$ - емкость КЯ

на единицу площади, $\nu = 1/\tau$, $\sigma = N_{2D}e^2/m^*\nu$ – статическая 2D проводимость КЯ. Формфактор $\tilde{\theta}(V)$ описывает уширение резонансных уровней при переходах эмиттер–яма, рис.2. Заметим, что для переходов из 3D эмиттера в пренебрежении уширением уровней $\tilde{\theta}(V)$ есть ступенчатая функция $\theta(V)$. Приближение локальной емкости справедливо, когда масштаб неоднородностей в плоскости КЯ велик по сравнению с d и L . Решение системы (1) – (5) будем представлять в виде однородного статического решения (верхний индекс 0) и малых флуктуаций: $V = V^0 + \delta V(x, y)$, $N_{2D} = N_{2D}^0 + \delta N_{2D}(x, y)$, $E_{fi} = E_{fi}^0 + \delta E_{fi}(x, y)$, и т.д.

Однородное нелинейное статическое решение. Пренебрегая в (1) – (5) всеми производными, получим:

$$V^0 - V_0 - \frac{e^2 N_{2D}^0}{C} = -(E_{fe}^0 - E_{fc}^0) \frac{d}{L + d}, \quad (6)$$

$$N_{2D}^0 = \rho_{2D} \frac{[E_{fe}^0 - U_e^0 - V^0] \tilde{\theta}(V^0)/\tau_e}{1/\tau_c + \tilde{\theta}(V^0)/\tau_e} \theta(E_{fe}^0 - U_e - V^0), \quad (7)$$

$$J_{wc}^0 = J_{ew}^0 = -\frac{e N_{2D}^0}{\tau_c}. \quad (8)$$

Третье слагаемое в левой части (6) описывает кулоновское взаимодействие электронов в яме с эмиттером и коллектором. За счет этого слагаемого на Z -образном участке ВАХ решение (6), (7) для функции $V^0(E_{fe}^0 - E_{fc}^0)$ неоднозначно, то есть производная по V^0 от левой части (6) отрицательна (в пренебрежении кулоновскими эффектами эта производная была бы положительной) на центральном плече ВАХ:

$$1 + \frac{e^2 \rho_{2D}}{C \tau_e} \frac{1}{1/\tau_c + \tilde{\theta}(V^0)/\tau_e} \left[\tilde{\theta}(V^0) - \frac{[E_{fe}^0 - U_e^0 - V^0] \tilde{\theta}'(V^0)}{1 + \tilde{\theta}(V^0)\tau_c/\tau_e} \right] < 0. \quad (9)$$

Спектр 2D плазмонов. Линеаризуя систему уравнений (1) – (5) в окрестности однородного стационарного решения (6) – (8), получим уравнение, описывающее экранированные 2D плазмоны в РТД:

$$\left[\left(\nu + \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\nu_T + \frac{\partial}{\partial t} \right) - \frac{\sigma^0 \nu}{C} \left(1 + \frac{C}{e^2 \rho_{2D}} \right) \nabla^2 \right] \delta N_{2D}(x, y) = 0, \quad (10)$$

где величина

$$\nu_T = \frac{1}{\tau_c} + \frac{\tilde{\theta}(V^0)}{\tau_e} + \frac{e^2 \rho_{2D}}{C} \left[\frac{\tilde{\theta}(V^0)}{\tau_e} - \frac{[E_{fe}^0 - U_e^0 - V^0] \tilde{\theta}'(V^0)}{1 + \tilde{\theta}(V^0)\tau_c/\tau_e} \frac{1}{\tau_e} \right] \quad (11)$$

имеет физический смысл темпа туннельной релаксации заряда в КЯ. Первое и второе слагаемые в (11) описывают релаксацию за счет туннелирования электронов в коллектор и эмиттер, соответственно. При изменении E_{fw} сдвигается и энергия дна 2D подзоны в КЯ вследствие кулоновского взаимодействия электронов в яме с эмиттером и коллектором. При таком сдвиге, во-первых, появляется дополнительный вклад в ток J_{ew} за счет изменения числа свободных состояний в КЯ, доступных для туннелирования (этот механизм описывается третьим слагаемым); во-вторых, этот ток изменяется за счет формфактора $\tilde{\theta}(V)$, что описывается четвертым слагаемым в (11). Множитель перед квадратной скобкой в (11) равен $\delta U_w / \delta E_{fw}$. Множитель

перед $\bar{\theta}'(V^0)/\tau_e$ представляет собой разность уровней Ферми эмиттера и ямы, $\bar{\theta}'$ – производная формфактора.

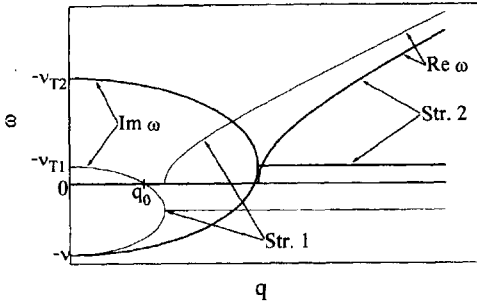


Рис.3. Зависимость комплексной частоты экранированных 2D плазмонов в РТД от волнового вектора q в плоскости КЯ. В структуре DBHS1 $-\nu < \nu_T < 0$, а в структуре DBHS2 $-\nu_T > \nu$. Плазмоны неустойчивы в области $\text{Im}\omega > 0$

Из (10) следует дисперсионное уравнение для спектра 2D плазмонов:

$$(\omega + \nu)(\omega + \nu_T) = \frac{\sigma^0 \nu}{C} \left(1 + \frac{C}{e^2 \rho_{2D}} \right) q^2. \quad (12)$$

Решение (12) нарастает во времени (неустойчиво) в той области 2D волновых векторов q , в которой $\text{Im} \omega(q) > 0$. Из рис.3 видно, что 2D плазмоны неустойчивы только при $\nu_T < 0$. Из сравнения (11) и (9) следует, что на центральном плече Z-образной ВАХ всегда $\nu_T < 0$. Когда $-\nu_T > \nu$, 2D плазмоны неустойчивы при любом q , в том числе неустойчивыми являются и бегущие решения, у которых $\text{Re} \omega \neq 0$. В случае $-\nu < \nu_T < 0$ плазмоны неустойчивы только при $q < q_0$, где

$$q_0 = \sqrt{-\frac{\nu_T C}{\sigma^0} \left(1 + \frac{C}{e^2 \rho_{2D}} \right)^{-1}}. \quad (13)$$

Рассмотрим теперь влияние конечных в плоскости (x, y) размеров РТД на устойчивость 2D плазмонов. Найдем решение уравнения (10) с граничным условием зануления нормальной боковой поверхности структуры компоненты тока в 2D слое (в неоднородных структурах возможны и другие граничные условия, см. [9]). Для структуры в виде полосы ($|x| \leq W$) шириной $2W$ получим условие квантования волнового вектора:

$$q_x = \frac{\pi}{2W} N, \quad (14)$$

то есть на ширине структуры должно укладываться целое число ($N = 1, 2, 3, \dots$) длин полуволн плазмонов (рассматриваются только решения, однородные в направлении y). Однородное решение (с $N = 0$) нужно рассматривать отдельно; его устойчивость определяется внешней цепью (использование внешней цепи с отрицательным нагрузочным сопротивлением дает возможность сделать его устойчивым на Z-образном участке ВАХ [7]). Таким образом, в случае $-\nu < \nu_T < 0$ неустойчивость 2D плазмонов можно подавить, уменьшая W : при

$$q_0 < \frac{\pi}{2W} \quad (15)$$

2D плазмоны с $N \neq 0$ будут устойчивыми. В случае же $-\nu_T > \nu$ 2D плазмоны неустойчивы при любом q , и возбуждаются бегущие моды, у которых $\text{Re} \omega \neq 0$.

Оценки. Приведем оценки характерных параметров ν_T и q_0 для РТД из а) работы [12] и б) работ [7, 8].

а) РТД с тонкими барьерами для высокочастотных применений из [12] имеет тонкие барьеры AlAs (1.5 нм), яму GaAs (4.5 нм), $d \approx 10$ нм. На падающем участке ВАХ $L \approx 70$ нм, $V^0 \approx 0$. Из самосогласованного расчета энергетической диаграммы [12] следует, что $E_{fe}^0 - U_e^0 \approx 100$ мэВ. Из измеренного при комнатной температуре значения максимальной плотности тока $4 \cdot 10^4$ А/см² можно с помощью (7), (8) извлечь значение $1/\tau_e \approx 1/\tau_c \approx 1.6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Для оценки ν_T будем считать, что уширение туннельных переходов $\tilde{\theta}(V^0)/\tilde{\theta}'(V^0) \approx 7$ мэВ, $\tilde{\theta}(V^0) \approx 0.3$. Тогда $\nu_T \approx -60/\tau_c \approx -10^{13}$ с⁻¹. Оценка ν следует из значения 2D подвижности в КЯ: в высококачественных структурах при комнатной температуре $\mu \approx 3 \cdot 10^3$ см²/Вс, что соответствует $\nu \approx 10^{13}$ с⁻¹. При этом $\nu_T \approx -\nu$. При больших значениях подвижности или меньшем уширении резонансно-туннельных переходов в РТД любых размеров будут самовозбуждаться 2D плазмоны.

б) В работах [7, 8] измерена при низких температурах Z-образная ВАХ в структуре с толстыми барьерами Ga_{0.6}Al_{0.4}As (8.3 нм и 11.1 нм), ее параметры приведены в [13]: $\tau_c = 6 \cdot 10^{-7}$ с, $\tau_e \ll \tau_c$, $N_{2D,max}^0 = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻², $d \approx 10$ нм, $L \gg d$. Возьмем для оценки $\tilde{\theta}(V^0) \approx 0.3$ и уширение уровней $\tilde{\theta}(V^0)/\tilde{\theta}'(V^0) \approx 1$ мэВ. Тогда $\nu_T \approx -200/\tau_c \approx -10^8$ с⁻¹. Поскольку при разумных значениях 2D подвижности выполняется условие $|\nu_T| \ll \nu$, неустойчивы лишь моды с $q < q_0$, где $q_0 \approx 7 \cdot 10^{-2}$ мкм⁻¹ при $\mu = 3 \cdot 10^3$ см²/Вс. Из (15) следует, что для РТД в виде полосы шириной $2W > 50$ мкм 2D плазмоны неустойчивы. Последнее справедливо также для РТД большего диаметра (200 мкм), использованного в [7, 8].

Выводы. Найден спектр и исследованы свойства экранированных 2D плазмонов в квантовой яме РТД в режиме резонансного туннелирования. В структурах высокого качества "затравочная" статическая ВАХ имеет Z-образный участок, центральное плечо которого всегда неустойчиво к возбуждению 2D плазмонов с любыми или достаточно малыми волновыми векторами. В РТД с мезой в форме полосы шириной $2W$ реализуется один из трех случаев:

1. Структуры низкого качества (уширение резонансных переходов велико). У них $\nu_T > 0$, ВАХ имеет N-образный вид, 2D плазмоны в данной модели устойчивы. Тем не менее, флуктуации толщины КЯ могут, в принципе, привести к 2D плазменной неустойчивости даже в том случае, когда усредненная ВАХ имеет N-образный вид.

2. Структуры высокого качества (уширение резонансных переходов мало) с толстыми туннельными барьерами. У них $\nu_T < 0$ и ВАХ имеет Z-образный участок. Низкая прозрачность барьеров приводит к выполнению неравенства $-\nu_T < \nu$. В результате 2D плазменная неустойчивость развивается лишь в РТД больших размеров ($2W > \pi/q_0$). При малых значениях $2W$ эта неустойчивость подавляется рассеянием электронов.

3. Структуры высокого качества ($\nu_T < 0$) с тонкими барьерами. У них $-\nu_T > \nu$ и центральное плечо ВАХ неустойчиво при любых размерах РТД.

Самовозбуждение 2D плазмонов должно отразиться на измеряемых ВАХ. Предварительные результаты [14] говорят о возможности объяснения экспериментальных данных [7, 8] в рамках данного механизма.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект #96-02-18811), программой Министерства науки "Физика твердотельных наноструктур" (проект #1-094/4), ИНТАС-РФФИ (#95-0849 и #97-1475) и CRDF (RC1-202).

1. H.Mizuta and T.Tanoue, *The physics and applications of resonant tunneling diodes*, Cambridge University Press, 1995.
2. F.W.Sheard and G.A.Toombs, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1228 (1988).
3. V.J.Goldman, D.C.Tsui, and J.E.Cunningham, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1256 (1987).
4. A.Zaslavsky, V.J.Goldman, D.C.Tsui, and J.E.Cunningham, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1408 (1988).
5. R.K.Mains, J.P.Sun, and G.I.Haddad, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 371 (1988).
6. H.L.Berkowitz and R.A.Lux, *J. Vac. Sci. Technol.* **B5**, 967 (1987).
7. A.D.Martin, M.L.Lerch, P.E.Simmonds, and L.Eaves, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1248 (1994).
8. C.Zhang, M.L.F.Lerch, A.D.Martin et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3397 (1994).
9. B.A.Glavin, V.A.Kochelap, and V.V.Mitin, *Phys. Rev.* **B56**, 13346 (1997).
10. А.В.Чаплик, *ЖЭТФ* **35**, 395 (1972).
11. S.Luryi, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 490 (1985).
12. E.R.Brown, T.C.L.G.Sollner, W.D.Goodhue, and C.D.Parker, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 83 (1987).
13. M.L.Leadbeater, E.S.Alves, F.W.Sheard et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**, 10605 (1989).
14. M.N.Feiginov and V.A.Volkov, *Abstracts of the 24th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors*, Jerusalem, Israel, Tu-P101 (1998).