

## ХАОТИЧЕСКИЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ В ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

В. В. Владимиров, В. Н. Горшков, В. К. Малютенко

Институт физики Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина  
(Получена 27.12.1991. Принята к печати 13.03.1992)

Впервые исследовано возбуждение хаотических колебаний тока в варизонных структурах  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $T = 77$  К) при сильной межзонной ударной ионизации в полосе частот 0.1–10 ГГц.

1. В работах [1–3] показано, что в условиях ударной ионизации (УИ) в электронно-дырочной плазме возможны автоколебательные процессы на высоких частотах при положительной статической дифференциальной проводимости образца  $\sigma_{dc}$ .

Автоколебания обусловлены как запаздыванием УИ при изменении электрического поля  $E$ , так и отрицательной дифференциальной подвижностью электронов  $\mu_{de}$ . Эти факторы способствуют появлению отрицательной динамической дифференциальной проводимости  $\sigma_{db}$  на высоких частотах при  $\sigma_{dc} > 0$ . Указанные неустойчивости являются, по-видимому, причиной микроволнового излучения, наблюдавшегося в ряде полупроводников (InSb [4], CdHgTe [5] и др.).

Теоретическое исследование автоколебаний в условиях УИ [3] проводилось для однородных образцов в режиме заданного тока ( $I = \text{const}$ ). При сильном превышении порога возбуждения временные развертки основных параметров (поле, плотность плазмы) имели ярко выраженный нелинейный, но периодический характер. Соответствующие фазовые траектории всегда выходили на предельный цикл (простой аттрактор) ввиду малости числа степеней свободы системы, описываемой двумя-тремя дифференциальными уравнениями.

Если характеристики образца неоднородны вдоль тока, то размерность фазового пространства системы возрастает и становится возможной реализация более сложных фазовых траекторий, в том числе и странных аттракторов. В расчетных схемах указанная неоднородность учитывается в модели последовательно соединенных автоколебательных подсистем, характеризующихся несоизмеримыми частотами [6, 7]. Связь между подсистемами осуществляется через уравнение внешней цепи. Благодаря этой связи возможен выход в режим динамического хаоса, когда ток (или напряжение) имеет вид шумового сигнала.

2. В настоящей работе впервые исследовано возбуждение хаотических колебаний тока в варизонных структурах  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $T = 77$  К) при сильной межзонной УИ в полосе частот 0.1–10 ГГц. В сильных электрических полях ( $\sim 700$  В/см) дрейфовая скорость электронов в этом соединении насыщается и даже имеется участок с  $\mu_{de} < 0$  [8]. Если учесть наличие дырок ( $\mu_{dp} = 800$  см<sup>2</sup>/В·с [9] в слабых полях), то суммарная дифференциальная подвижность мала ( $\mu_{ds} = \mu_{de} + \mu_{dp} \geq 0$ ) и слабо влияет на величину  $\sigma_{db}$ . Возбуждение автоколебаний, когда  $\sigma_{db} < 0$ , возможно только при учете запаздывания УИ [1]. Содержание Cd заметно влияет на ширину запрещенной зоны; так, при  $x = 0.2, 0.22, 0.24$   $E_g =$

$= 0.058, 0.134$  эВ [9]. При фиксированном поле с ростом  $x$  коэффициент УИ ( $g$ ) уменьшается, а время запаздывания УИ  $\tau$  возрастает.

Рассмотрим образец, в котором содержание Cd увеличивается в направлении тока. Соответственно в этом направлении возрастает электрическое поле. По мере увеличения напряжения в отдельной области с большим  $x$ , где  $\mu_d$  мало, возбуждается неустойчивость. При этом остальная часть образца пассивна и играет роль сопротивления нагрузки для активной области. По мере развития неустойчивости происходит выход на предельный цикл — реализуется бифуркация Хопфа [10]. При дальнейшем увеличении напряжения в режим неустойчивости входят новые области (с меньшим  $x$ ). Если в системе произошло три и более таких бифуркаций, то при наличии связи между предельными циклами (суммарное напряжение фиксировано) возможен хаотический процесс [10] по сценарию Рюэлля—Такенса—Ньюхауса. Его реализация зависит от степени неоднородности образца и приложенного напряжения.

При возникновении хаоса характерные периоды изменения поля в каждой из областей малы (порядка времени запаздывания УИ). Как будет показано далее, временные развертки тока (при заданном напряжении), помимо высокочастотных составляющих, содержат и более низкочастотные с большой амплитудой. Это низкочастотные колебания тока обусловлены хаотическим изменением концентрации плазмы в указанных областях. По аналогии с движением подталкиваемого ротора [10] импульсы «вынуждающей силы» (в нашем случае — ударной ионизации) плавно изменяют «угловую скорость» (или концентрацию плазмы) ротора, усредненную по серии таких импульсов. Упомянутый механический аналог склонен к хаотическому движению при воздействии периодической серии импульсных толчков [10]. В нашем случае такие толчки имеют случайный характер, если управляющим параметром (напряжением) в образце было вызвано достаточное количество бифуркаций Хопфа.

3. В приближении последовательно соединенных областей образца с различной шириной запрещенной зоны динамические процессы в рассматриваемой автоколебательной системе описываются уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} &= g_i(E_i) n_i - rn_i^2, \\ \frac{dg_i}{dt} &= \frac{g_{0i}(E_i) - g_i}{\tau_i}, \\ \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{dE_i}{dt} + en_i v_i(E_i) &= I(t), \\ \frac{d}{dt} \left( \sum_{i=1}^N E_i \right) &= 0, \quad i = 1, 2, \dots, N. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $N$  — число областей,  $n$  — концентрация плазмы,  $v$  — суммарная дрейфовая скорость носителей тока,  $I(t)$  — плотность полного тока (выходная динамическая переменная при заданном напряжении),  $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $r = 10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  — коэффициент квадратичной объемной рекомбинации. Протяженность и поперечные сечения областей считались одинаковыми.

Равновесные значения коэффициента ударной ионизации  $g_0(E)$  измерены [11] в соединении  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  для различных значений  $x$  ( $T = 77 \text{ K}$ ) в интервале полей 300—700 В/см. Зависимость  $g_0(E)$  хорошо описывается известной формулой  $g_0(E) = \tilde{g}_0 \exp(E/\tilde{E}_0)$ . Соответственно при  $x = 0.2, 0.22, 0.24$  измеренные значения констант  $\tilde{g}_0, \tilde{E}_0$  [11] следующие:  $\tilde{g}_0 = 3.2 \cdot 10^4, 5.6 \cdot 10^5, 6.4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ;  $\tilde{E}_0 = 41, 111, 156 \text{ В/см}$ . Для промежуточных значений  $x$  проводилась квадратичная аппроксимация величин  $\tilde{g}_0, \tilde{E}_0$  по опорным точкам.

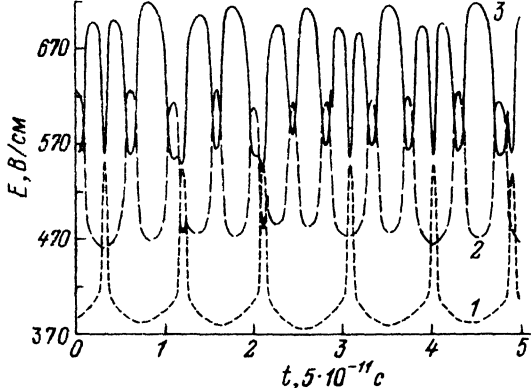


Рис. 1 Фрагмент временной эволюции электрических полей в зонах в режиме динамического хаоса. Номер кривой соответствует номеру зоны.

В дальнейших расчетах полагалось  $N = 3$  при  $x = 0.2, 0.205, 0.21$ , соответствующие значения  $\tau = 5 \cdot 10^{-11}, 6 \cdot 10^{-11}, 7 \cdot 10^{-11}$  с. Профиль дрейфовой скорости задавался двумя линейными участками:  $\mu_{ds} = 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с ( $E \leq 400$  В/см) и  $\mu_{ds} = 100$  см<sup>2</sup>/В·с ( $E \geq 500$  В/см), сшитых отрезком параболы. В начале пологого участка  $v = 4.5 \cdot 10^7$  см/с. Далее приведены результаты численного интегрирования системы (1) для достаточно больших напряжений, когда во всех трех зонах происходит самовозбуждение неустойчивости. Полагалось, что стационарное значение электрического поля ( $E_0$ ) в первой зоне  $E_{01} = 425$  В/см. Из условия  $v_i n_i = v_1 n_1$  ( $i = 2, 3$ ) находим, что  $E_{02} = 517.4$  В/см,  $E_{03} = 630.5$  В/см. Системе задавались начальные возмущения:  $\Delta E_{03} = 1$  В/см,  $\Delta E_{01} = \Delta E_{02} = -0.5$  В/см и определялась ее временная эволюция.

4. На рис. 1 представлены фрагменты временных разверток электрического поля в каждой из зон, а на рис. 2 — плотности тока. Как видно из этих рисунков, «подталкивающие» импульсы  $E_i(t)$  (ударной ионизации) и колебания плотности

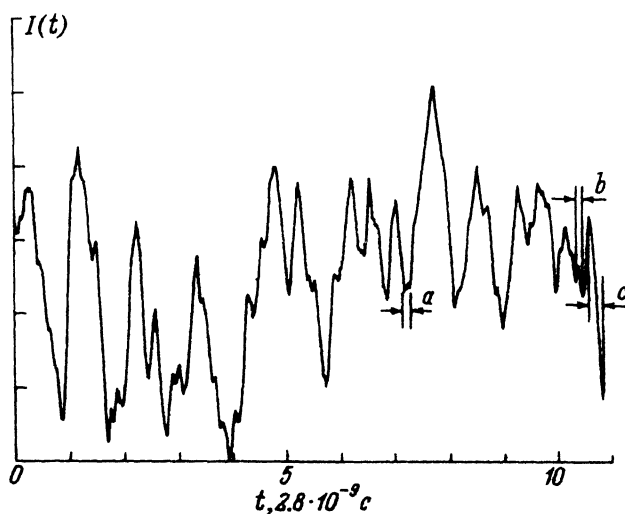


Рис. 2. Фрагмент зависимости плотности тока в образце от времени.  $(U_{\max} - I_{\min}) = 0.07 \overline{I(t)}$ ,  $\overline{I(t)} = -1.2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>.

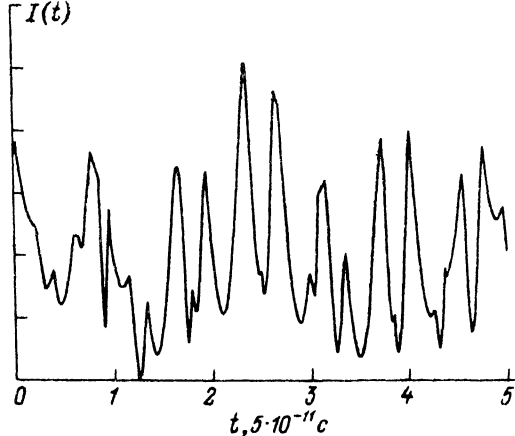


Рис. 3. Иллюстрация высокочастотной «ряби» в колебаниях  $I(t)$ ,  $I_{\max} - I_{\min} \approx 1.2 \cdot 10^{-3} \overline{I(t)}$ .

тока соответствуют различным полосам частот. Естественно, что наш модельный «ротатор» должен реагировать и на каждый импульс в отдельности, а не только на серию из большого числа «толчков». Так, на развертках  $I(t)$  заметна и высокочастотная «рябь» малой амплитуды (интервал  $a$  на рис. 2). На рис. 3 в большем масштабе представлена развертка  $I(t)$  на участке  $a$ .

Данные рис. 1 соответствуют интервалу  $b$  на рис. 2. Развертка  $E_1(t)$  выглядит довольно регулярно на небольших временных отрезках. Но амплитуды всплесков и расстояние между ними постепенно изменяются во времени, и траектории на фазовой плоскости  $(E_1, \dot{E}_1)$  имеют вид, характерный для хаотического движения (странный аттрактор), если рассматривать более длительные временные промежутки. Пример таких траекторий приведен на рис. 4, данные которого соответствуют участку  $c$  на рис. 2.

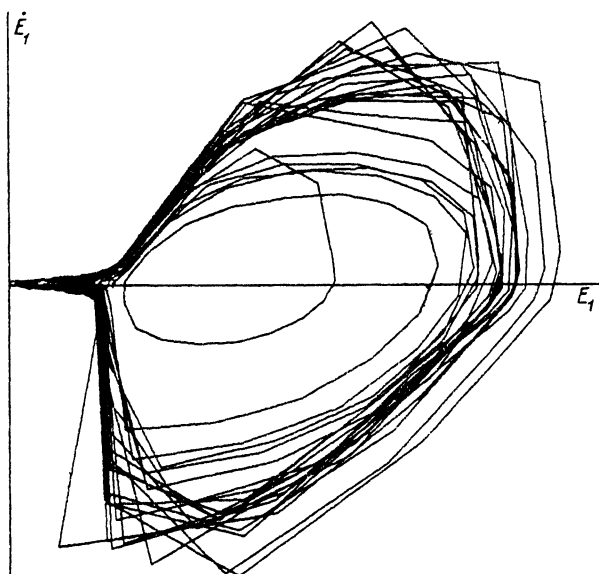


Рис. 4. Траектория системы на фазовой плоскости  $(E_1, \dot{E}_1)$ .

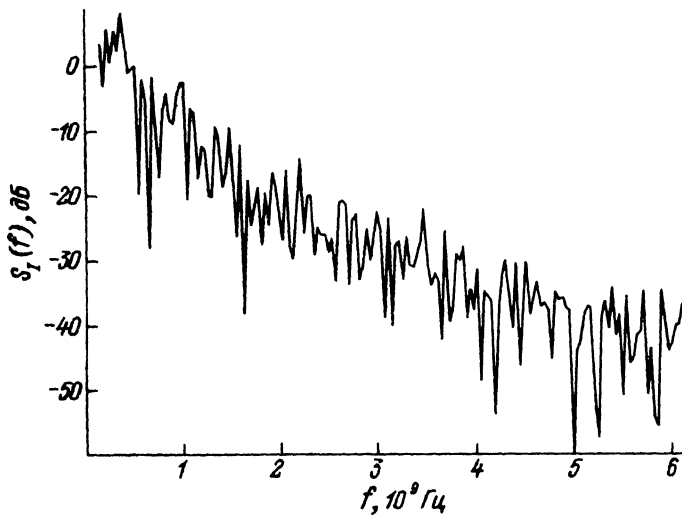


Рис. 5. Спектр мощности шумового сигнала (в усл. ед.).

Хаотические низкочастотные колебания тока (рис. 2) происходят на фоне среднего значения  $I(\bar{t})$  с амплитудой  $\approx 0.035 \overline{I(t)}$ . На рис. 5 представлен частотный спектр этих колебаний, свидетельствующий об их хаотическом характере.

5. Таким образом, нами показано, что в условиях ударной ионизации варизонные полупроводниковые структуры способны генерировать хаотические автоколебания электрического поля и тока в области высоких частот. Такая генерация возможна при достаточно больших напряжениях, когда условия самовозбуждения выполняются на значительной части структуры. Отметим, что наблюдавшийся Кобызевым и Тагером [5] (на соединении  $n\text{-Cd}_{0.23}\text{Hg}_{0.77}\text{Te}$ ) переход от «многомодовой» структуры спектра СВЧ излучения к шумовому сигналу при повышении напряжения мог быть связан и с небольшой неоднородностью образца по параметру  $x$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] M. A. Toda. J. Appl. Phys., 37, 32 (1966).
- [2] McGroddy, P. Gueret. Sol. St. Electron., 14, 1219 (1971).
- [3] В. В. Владимиров, В. Н. Горшков. ФТП, 14, 417 (1980); В. В. Владимиров, П. М. Головинский, В. Н. Горшков. ФТП, 15, 40 (1981).
- [4] R. D. Lagabee, W. A. Hicinbothem. Proc. VII Int. Conf. Semicond., 181. Paris (1964).
- [5] В. Н. Кобызев, А. С. Тагер. Тр. симп. по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах, 191. Вильнюс (1971).
- [6] К. Пирагас, Ю. Пожела, А. Тамашевичус, Ю. Ульбикас. ФТП, 21, 545 (1987).
- [7] J. K. Pozela, A. V. Tamasevicius, Z. N. Tamaseviciene, J. K. Ulbikas, G. V. Bandurkina. Phys. St. Sol. (a), 110, 555 (1988).
- [8] D. Chattopadhyay. Phys. Lett., 81A, 241 (1981).
- [9] А. Кроткус, З. Добровольскис. Электропроводность узкощелевых полупроводников, 173. Вильнюс (1988).
- [10] Ф. Мун. Хаотические колебания, 311. М. (1990).
- [11] М. С. Флейшман. Автореф. канд. дис. М. (1985).