

Численное моделирование явления неустойчивости микроплазмы

© Б.И. Дацко

Институт прикладных проблем механики и математики Национальной академии наук Украины,
290601 Львов, Украина

(Получена 9 ноября 1995 г. Принята к печати 17 апреля 1996 г.)

Основные особенности явления протекания тока в виде микроплазменных импульсов подтверждены численным моделированием предложенной математической модели. Показано, что микроплазма может спонтанно возникать при наличии в области пространственного заряда $p-n$ -структуры локальной неоднородности, а возрастание температуры структуры в результате джоулева разогрева — приводит к подавлению микроплазмы. Численно изучены кинетика микроплазменных импульсов, их форма и длительность в зависимости от приложенного напряжения и параметров полупроводниковой структуры.

Введение

Из эксперимента известно, что при лавинном пробое обратно смещенных $p-n$ -переходов наблюдается образование локализованных областей высокой плотности тока, которые получили название микроплазм. Принято считать, что микроплазмы образуются благодаря малым неоднородностям в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода, которые создают сильное электрическое поле в локальных областях $p-n$ -перехода. Однако на основе этого механизма нельзя объяснить многие свойства микроплазм и прежде всего гистерезис, проявляющийся при возникновении и исчезновении микроплазм. Образование микроплазм происходит при очень малых токах на начальном участке лавинного пробоя, когда среднее значение коэффициента лавинного умножения M не превышает 10^2-10^3 , в то время как значение коэффициента лавинного умножения в микроплазмах составляет 10^7-10^9 [1,2]. Эти свойства теоретически удалось объяснить в работе [3], где показано, что образование микроплазм связано с возрастающей зависимостью скорости ударной ионизации от концентрации неравновесных носителей и растеканием тока по квазинейтральным n - и p -областям структуры. В [3] было показано, что микроплазму можно возбудить и в идеально однородных (по площади $p-n$ -перехода) $p-i-n$ -структурах, а имеющиеся неоднородности структуры являются лишь зародышами спонтанного образования микроплазм, свойства и параметры которых слабо зависят от параметров самих неоднородностей. Вышедшая впоследствии статья [4], в которой описаны результаты экспериментального исследования $p-i-n$ -структур на основе Si, подтвердила полученные в [3] теоретические результаты. Тем не менее работа [3] не давала объяснения явлениям спонтанного включения-выключения микроплазм.

В данной работе рассматривается теоретическая модель, которая дает возможность объяснить явление неустойчивости микроплазм. А именно, на основании качественного и численного исследования предложенной математической модели показано, что саморазогрев $p-n$ -структуры может приводить к спонтанному включению-выключению микроплазм.

1. Математическая и физическая модели спонтанного включения-выключения микроплазм

Согласно [3], образование микроплазм описывается системой двух уравнений: уравнения баланса для средней по толщине ОПЗ концентрации электронов

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta_{\perp}n + n\nu_i(n, V_i) - \frac{n}{\tau_n} + G_T \quad (1)$$

и уравнения непрерывности полного тока в квазинейтральных n - или p -областях структуры

$$C\frac{\partial V_i}{\partial t} = \sigma\tilde{W}\Delta_{\perp}V_i - j + (V - V_i)\rho^{-1}, \quad (2)$$

где ν_i — средняя по толщине ОПЗ скорость ионизации носителей заряда, V_i — падение напряжения на ОПЗ $p-n$ -перехода, $j = env_n$ — плотность лавинного тока, D и v_n — коэффициент диффузии и дрейфовая скорость электронов в ОПЗ, $\tau_n = w/v_n$ — время пролета носителей через ОПЗ, w — толщина ОПЗ, C — удельная емкость $p-n$ -структуры, $\Delta_{\perp} \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, ось z выбрана по нормали к плоскости $p-n$ -перехода, \tilde{W} — эффективная толщина растекания тока в квазинейтральных p - или n -областях, σ — проводимость квазинейтральной области, $\rho = \tilde{W}/\sigma$, V — полное падение напряжения на $p-n$ -структуре, G_T — скорость тепловой и туннельной генерации в ОПЗ.¹

Проведенное на основе модели (1), (2) исследование свойств микроплазм не учитывало возможный джоулев разогрев структуры, в то время как очень высокая плотность тока в канале микроплазм приводит к существенному разогреву $p-n$ -структуры в области локализации микроплазмы. При достаточно больших плотностях тока j джоулев разогрев решетки

$$\Delta T = T - T_i = jVR_T \quad (3)$$

может составлять порядка $\Delta T = 20 \div 100$ К [1,2]. Здесь T_i — температура теплоотвода, R_T — удельное тепловое сопротивление структуры. Изменения

¹ Подробный вывод уравнений (1) и (2) приведен в работе [5].

параметров лавинного пробоя с ростом температуры полупроводника приводят к температурной зависимости параметров микроплазм, поскольку уменьшается коэффициент ударной ионизации электронов и дырок в канале микроплазмы [1,2].

Поэтому скорость ионизации ν_i в уравнении (1) является в действительности функцией не только n и V_i , но и температуры решетки T . Поэтому систему (1), (2) необходимо дополнить уравнением, описывающим распределение температуры вдоль плоскости p - n -перехода, и учесть в уравнении (1) убывающую зависимость скорости ударной ионизации ν_i от температуры. Распределение температуры вдоль плоскости p - n -перехода можно описать с помощью упрощенного усредненного по толщине ОПЗ уравнения теплопроводности

$$\tau_T \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda^2 \Delta_{\perp} T - (T - T_i) + \tilde{C} V_i n, \quad (4)$$

где τ_T , λ — время и длина тепловой релаксации, $\tilde{C} = ev_n R_T$, R_T — удельное тепловое сопротивление образца, T_i — температура эффективного термостата (подложки). Для простоты не учитывалась зависимость теплопроводности от температуры, и в качестве источника принято соотношение (3), описывающее однородный разогрев решетки.

Поскольку характерная длина и время распространения температуры много больше характерной длины и времени распространения концентрации носителей в ОПЗ [6], примерный сценарий влияния увеличения температуры на характер поведения микроплазм можно получить уже на основе качественного анализа системы. А именно, рассматривая температуру в качестве параметра системы (1), (2), (4), можно проанализировать эволюцию нуль-изоклин системы уравнений (1), (2) для случая равномерного нагрева p - n -структуры [6].

Характерный вид таких нуль-изоклин для моделей, описывающих протекание тока в обратно смещенных p - n -перехода, представлен на рис. 1. Согласно [6], в таких системах при параметрах, соответствующих пересечению нуль-изоклин на падающем участке (кривые 1,2), реализуются условия для образования узких пиковых структур, которыми являются микроплазмы. Увеличение же температуры, как отмечено выше, будет увеличивать напряжение пробоя, т. е. точку пересечения нуль-изоклин перемещать все дальше и дальше в устойчивую область. Эта ситуация представлена на рис. 1 (кривая 1'), которая отображает характер эволюции кривой локальной связи при равномерном разогреве структуры. В этой зоне параметров (между положениями 1 и 1') неоднородное состояние в виде микроплазмы может существовать наряду с устойчивым однородным состоянием, отвечающим однородному распределению лавинного тока [6]. При дальнейшем увеличении температуры точки пересечения кривых локальной

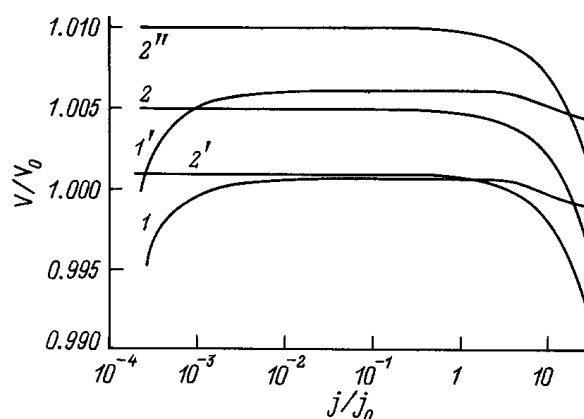


Рис. 1. Характерный вид нуль-изоклин системы (1), (2). 1, 1' — кривые локальной связи (нуль-изоклины уравнения (1)) для различных значений температуры при равномерном разогреве p - n -структуры (1 — $T = T_i$, 1' — $T = 1.1T_i$); 2, 2', 2'' — линии уровня состояний (нуль-изоклины уравнения (2)) при различных напряжениях на p - n -структуре. (Результаты численного моделирования уравнений (5), (6) при параметрах, указанных в тексте).

связи и линий уровня состояния могут оказаться в области, в которой не существует устойчивых неоднородных решений, и тем самым должен произойти скачкообразный переход системы в однородное состояние (выключение микроплазмы, которое будет сопровождаться скачком тока на вольт-амперной характеристике (ВАХ) p - n -структуры).

Таким образом, наличие локальных неоднородностей, которые способствуют локальному уменьшению напряжения пробоя, приводит при некотором напряжении $V = V_{cr}$ к включению микроплазм. В то время как саморазогрев структуры, который в первую очередь оказывает влияние на длину свободного пробега носителей заряда, приводит к подавлению неустойчивостей и выключению микроплазмы.

Тот факт, что саморозогрев потенциально способен препятствовать развитию неустойчивости, подтверждают также качественные оценки и известные экспериментальные данные по переключению микроплазм, в которых отмечено повышение напряжения пробоя за счет саморозгрева [1,2]. Подтверждением этой гипотезы может быть также тот экспериментальный факт, что в германиевых структурах при комнатной температуре микроплазмы, как правило, не наблюдаются, но появляются при охлаждении до температуры жидкого азота, а в p - i - n -структурах, где критическая плотность тока, при которой возникает отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС), невелика, при интенсивном охлаждении становится возможным существование стационарных токовых нитей.

2. Численное моделирование явления неустойчивости микроплазм

Для численного моделирования систему (1), (2), (4) в одномерном случае удобно записать в виде

$$\tau_n \frac{\partial j}{\partial t} = l^2 \frac{\partial^2 j}{\partial x^2} + \nu_i(V_i, T) \nu_i(j) j k_1 - j + k_2 j_t, \quad (5)$$

$$\tau_V \frac{\partial V_i}{\partial t} = L^2 \frac{\partial^2 V_i}{\partial x^2} - B_j - V_i + V, \quad (6)$$

$$\tau_T \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - (T - 1) + C_p V_i j, \quad (7)$$

где температура T измеряется в единицах T_i , а плотность тока j и напряжение V_i измеряются соответственно в единицах j_0 и V_0 , при которых выполнено условие²

$$\zeta = \frac{\partial \ln \nu_i}{\partial \ln j} = \frac{j_t}{j - j_i}, \quad (8)$$

которое определяет точку максимума Λ -образной кривой локальной связи (переход от положительного дифференциального сопротивления к отрицательному для ОПЗ p - n -структуры). Коэффициенты безразмерных уравнений определяются следующими выражениями: $\tau_n = w/v_0$, $\tau_V = \rho/C$, $l = \sqrt{D\tau_n}$, $L = \tilde{W}$, $B = j_0 V_0^{-1} \rho$, а функции k_1 и k_2 моделируют локальные неоднородности. С неоднородностями может быть связано довольно большое число механизмов, способствующих уменьшению напряжения пробоя. Практически же все они приводят к тому, что в локальной области изменяется характер ВАХ по сравнению с однородной частью p - n -перехода.³ Поэтому для численных экспериментов выбирались функции, слабо изменяющие зависимость тока от напряжения для ОПЗ структуры.

В качестве ν_i использовалось модельное выражение

$$\nu_i(V_i, T, j) = \nu(j) \exp \left[V_0 \left(1 - \left\{ \exp[-\beta(1 - T)] / V_i^2 \right\} \right) \right], \quad (9)$$

$$\nu_i = a + b \exp \left(1 - \frac{c}{j} \right), \quad (10)$$

в котором зависимость ν_i от V_i и T имеет стандартный вид, а слабо возрастающая зависимость $\nu_i(j)$ является характерной для широкого класса p - n -переходов [1,2,5,8].

Система уравнений (5), (6), (7) с учетом (9), (10) решалась численно при коэффициентах: $\tau_n = 2 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_V = 3 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_T = 2.5 \cdot 10^{-5}$ с, $l^2 = 2 \cdot 10^{-11}$ см²,

² При переходе от концентрации носителей тока n к плотности тока j скорость носителей тока v_n предполагается насыщенной: $v_n = v_0$.

³ Характер изменения ВАХ для обратно смещенных p - n -переходов в зависимости от уровня легирования и толщины ОПЗ представлен, например, в [7].

$L^2 = 4 \cdot 10^{-5}$ см², $\lambda^2 = 2.5 \cdot 10^{-5}$ см², $C_p = 1/20$, $j_t = 10^{-4}$, $B = 3 \cdot 10^{-4}$, $a = 1$, $b = 1$, $c = 10$, $\beta = 0.12$,

$$k_1 = 1 - 0.1 \exp[-x^2/(0.01L)^2],$$

$$k_2 = 10 - \exp[-x^2/(0.01L)^2].$$

Для расчета были использованы следующие параметры, характерные для полупроводниковой структуры на основе Si: $D = 1$ см²/с, $v_0 = 10^6$ см/с, $\omega = 2 \cdot 10^{-5}$ см, $\tilde{W} = 4.5 \cdot 10^{-3}$ см, $C = 2 \cdot 10^{-8}$ Ф/см², $\rho = 1.5 \cdot 10^{-3}$ Ом · см², $j_0 = 10$ А/см², $V_0 = 50$ В, $R_t = 0.03$ К · см²/Вт, $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹, $T_i = 300$ К.

В результате численного моделирования системы (5), (6), (7) было получено подтверждение результатов проведенного выше качественного анализа. При достижении внешним напряжением значения (в единицах V_0) $V = V_{cr} = 1.005$ (рис. 1) в области локализации неоднородности порядка Δx спонтанно за время порядка τ_V возникает сильно неоднородное уединенное состояние протекания тока (рис. 2, кривая 1). Локальный разогрев решетки в области локализации микроплазмы приводит за время порядка τ_T к некоторому ее уменьшению по амплитуде, а за время порядка τ_V — к ее выключению и переходу в состояние однородного протекания тока (рис. 2, кривая 2). Следует отметить, что в результате температурной зависимости в локальной области возможно даже запираение тока, вызванное локальным уменьшением напряжения в области существования микроплазмы, т.е. тепловой ток в такой области становится меньшим, чем в остальной части p - n -перехода. В результате того, что в структуре не протекает ток повышенной плотности, решетка охлаждается и система возвращается в состояние, когда снова становится возможным спонтанное образование микроплазмы. Образование новой микроплазмы в области неоднородности ведет к новому разогреву структуры и последующему (через время порядка τ_T) ее исчезновению, т.е. через p - n -переход протекает

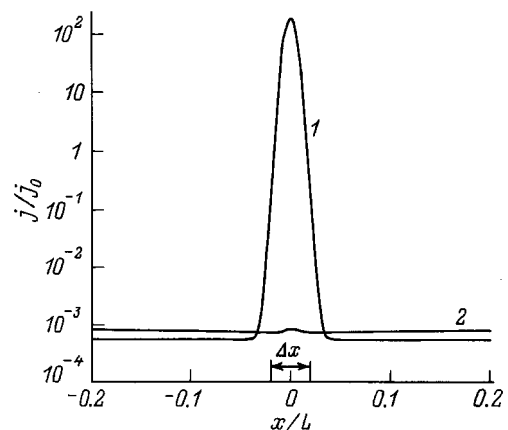


Рис. 2. Распределение плотности тока $j(x)$ в p - n -структуре при включенном (кривая 1) и выключенном (кривая 2) состоянии микроплазмы.

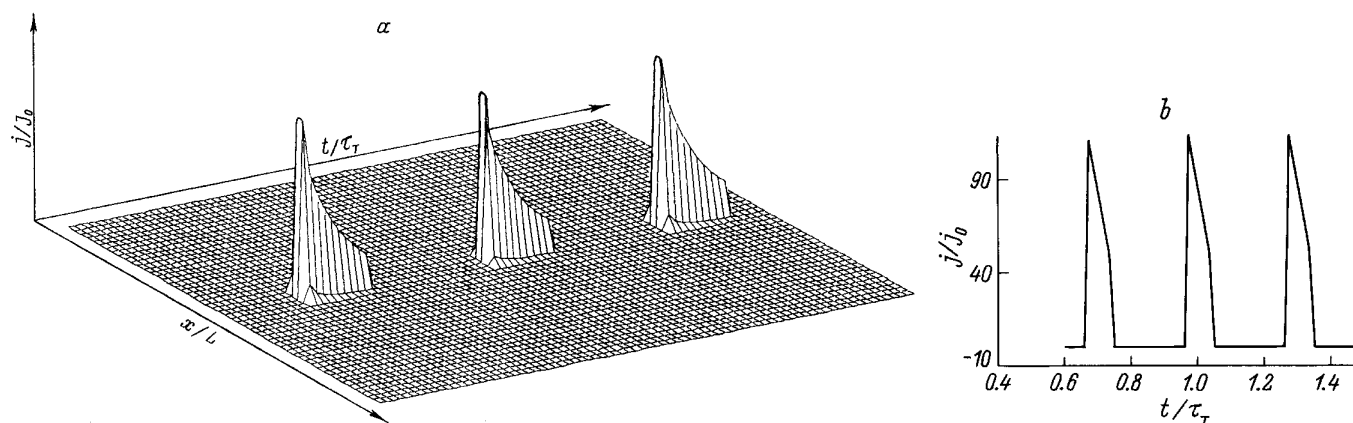


Рис. 3. Динамика протекания тока в виде микроплазменных импульсов; a — пространственное распределение плотности тока, b — динамика изменения плотности тока в центре микроплазмы.

ток в виде микроплазменных импульсов типа телеграфного сигнала (рис. 3, a). На рис. 3, b представлена динамика колебаний максимальной плотности тока. Такая картина наблюдается и при экспериментальном исследовании микроплазм [1]. Вертикальные участки соответствуют включению–выключению микроплазм, горизонтальные — остыванию, наклонные — разогреву решетки и уменьшению тока через микроплазму. Вообще говоря, такие импульсы могут иметь весьма разнообразную форму (от прямоугольной до треугольной) и случайный характер (длительность импульсов и пауз между ними подчиняется экспоненциальному распределению). Форма импульсов зависит в первую очередь от вид ВАХ для пролетной области, которая вследствие разогрева может приобретать даже однозначный характер, а также от величины сопротивления нагрузки. С помощью оптимизации этих двух характеристик можно добиться изменения формы импульса от треугольной до прямоугольной. Случайный характер импульсов объясняют случайными флуктуациями функции ионизации, которая имеет статистическую природу. Но так как внедренные неоднородности и дефекты тоже имеют случайную природу, случайный “телеграфный” сигнал можно получить и в рамках модели включения–выключения на неоднородностях на основании разогрева. Так как область неустойчивости тока через микроплазму составляет $0.1 \div 2 V^4$ в указанном диапазоне может существовать несколько неоднородностей на расстояниях распространения температуры, взаимодействие между которыми по включению–выключению может привести к случайному телеграфному сигналу. Об этом свидетельству-

ют и экспериментальные наблюдения, которые отмечают, что взаимодействие микроплазм наблюдалось на очень больших расстояниях между ними [1].

Более того, в численных исследованиях было отмечено, что достаточно большой градиент температуры в состоянии снести микроплазму с неоднородности, на которой она образовалась. Поэтому даже в случае одной микроплазмы, возникающей на неоднородности, может осуществляться неперiodичный разогрев и остывание решетки в окрестности локальной области, что в свою очередь может приводить к неперiodическим микроплазменным импульсам.

Автор выражает благодарность В.В. Гафийчуку за полезные обсуждения при подготовке работы.

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, Ю.Н. Сережкин. *Лавинный пробой p - n -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).
- [2] Р.В. Конакова, П. Кордаш, и др. *Прогнозирование надежности полупроводниковых лавинных диодов*, под ред. Ю.А. Тхорика (Киев, Наук. думка, 1986).
- [3] В.В. Гафийчук, Б.И. Дацко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов. *ФТП*, **24**, 724 (1990).
- [4] В.А. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, В.Ф. Синкевич. *ФТП*, **24**, 2100 (1990).
- [5] В.В. Гафийчук, Б.И. Дацко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов. *ФТП*, **24**, 1282 (1990).
- [6] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. *УФН*, **157**, 201 (1989).
- [7] P.L. Hower, K.G. Reddi. *IEEE Trans., Electron. Dev.*, **ED-17**, 320 (1970).
- [8] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

⁴ Этот факт тоже хорошо согласуется с предложенной моделью. При увеличении напряжения на структуре V точка пересечения нуль-изоклин будет все дальше перемещаться в неустойчивую область (рис. 1, кривая 2'') и при некотором значении $V = V_T$ саморазогрев структуры будет уже не в состоянии подавлять неустойчивость.

A numerical simulation of microplasma impulses

B.I. Datsko

Institute of Applied Problems
in Mechanics and Mathematics, Ukrainian
Academy of Sciences, 290601 Lvov, the Ukraine

Abstract The main characteristics of the current flow in the form of microplasma impulses were confirmed by a numerical solution based on proposed model. It is shown that a microplasma can appear spontaneously when a local inhomogeneity is present in a space charge layer of $p-n$ -structure, and an increase in the lattice temperature as a result of the Joule leads to disappearance of microplasma. Numerical studies are reported of the kinetics of microplasma impulses, of their shape and length as functions of voltage drop across a structure and parameters of $p-n$ -structure.