

- [1] Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 209—233.
 [2] Воробьев Ю. В., Кильчицкая С. С., Комиренко Р. П. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 661—664.
 [3] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 662 с.

Киевский государственный университет
 им. Т. Г. Шевченко

Получено 26.04.1990
 Принято к печати 24.06.1990

ФТП, том 25, вып. 2, 1991

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ДЖОУЛЕВА РАЗОГРЕВА

Чайка Г. Е., Вавилов С. Е., Панфилова С. В.

В последние два десятилетия не ослабевает интерес к неустойчивостям в полупроводниках, возникающим в электрических полях. Эти неустойчивости могут быть связаны с появлением отрицательного дифференциального сопротивления и проявляются в поведении вольт-амперных характеристик (ВАХ) полупроводниковых образцов. Например, неустойчивости, приводящие к неоднородностям в концентрации носителей вдоль направления протекания тока (домены), связаны с ВАХ N -типа, а неоднородности носителей в поперечном сечении к направлению тока (шнурование тока) — с S -образными ВАХ. Указанные виды ВАХ широко изучены [1-8]. Эти неустойчивости могут проявляться даже при постоянном значении приложенного к образцу электрического поля. Помимо таких ситуаций нередко возникает динамическая неустойчивость, связанная со сдвигом по фазе между током и напряжением. Этот случай реализуется в определенном диапазоне частот приложенного к образцу электрического поля E . Типичным случаем проявления динамической неустойчивости являются процессы, происходящие в лавинно-пролетных диодах [9].

В этом сообщении рассматриваются низкочастотные неустойчивости, возникающие из-за переходов электронов с глубоких примесных уровней в зону проводимости под воздействием джоулева разогрева. Этот процесс происходит на фоне ударной ионизации электронов в образце под воздействием электрического поля. Мы будем считать, что ионизация связана с переходом электронов из заполненной зоны в зону проводимости. Вкладом примесных уровней будем пренебрегать в связи с их малой концентрацией по сравнению с концентрацией собственных носителей в полупроводнике. Переход электронов из связанного состояния в свободное стимулирует джоулев разогрев образца, что приводит к дополнительному высвобождению электронов с примесного уровня. Эти процессы, рассмотренные Осиповым с сотр. (см., например, [4]), приводят к S -образной ВАХ и в конечном итоге к тепловому пробоя образца. Однако еще до теплового пробоя возможно появление неустойчивостей на определенных частотах (динамическая неустойчивость) из-за сдвига фаз между током и напряжением, подобным приведенному в [10].

В такой постановке задача аналогична рассмотренной в [10] с той разницей, что при данном рассмотрении ионизационный член связан с концентрацией электронов в зоне проводимости, а в [10] ионизация происходит под воздействием ионизирующего излучения.

Указанная модель описывается системой кинетических уравнений для электронов в зоне проводимости и электронов на примесных уровнях, дополненных уравнением теплопроводности с учетом джоулева разогрева:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha(E)n - \frac{n^2}{\tau} - \frac{\partial m}{\partial t},$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \gamma(M - m)n - \gamma Qm, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \beta n + \kappa \Delta T,$$

где n — концентрация электронов в зоне проводимости, значительно превосходящая равновесную, m — концентрация электронов на примесных уровнях, M — максимально возможная заселенность примесных уровней (в ед. объема), $Q = Q_0 \exp(-\epsilon/kT)$ — вероятность перехода с уровня примеси в зону проводимости, Q_0 — плотность состояний в зоне проводимости, ϵ — необходимая энергия для перехода с примесного уровня в зону проводимости, T — температура, k — постоянная Больцмана, α — вероятность рекомбинации в единицу времени носителей в единице объема, $\alpha(E)$ — вероятность ударной ионизации, $\kappa = k_r/\rho c_s$, k_r — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность образца, c_s — теплоемкость, $\beta = e\mu E^2/\rho c_s$ — величина, характеризующая джоулев разогрев, μ — подвижность электрона, E — напряженность внешнего поля.

Таким образом, член $\alpha(E)n$ описывает ударную ионизацию (валентная зона \rightarrow зона проводимости), n^2/τ — релаксацию к равновесной концентрации электронов в зоне за счет рекомбинации, $\partial m/\partial t$ — изменение электронов на примесных уровнях за счет обмена (примесные уровни \rightleftharpoons зона), $(M - m)n$ — переходы зона \rightarrow примесные уровни, Qm — переходы примесные уровни \rightarrow зона, βn — джоулев разогрев, $\kappa \Delta T$ — теплопроводность.

Допустим, что образец имеет малую толщину, тогда в (1) можно заменить член $(\kappa \Delta T)$ на $[-s(T - T_0)]$ [4]. Здесь коэффициент, связанный с s и размерами образца, T_0 — температура окружающей среды. Данное упрощение сводится к учету утечки тепла через широкие боковые стенки, а внутри самого образца температура постоянна и приблизительно равна T . Стационарные решения системы (1) с учетом нашего допущения будут иметь вид

$$\begin{aligned} n_s &= \alpha\tau, \\ m_s &= \frac{M}{1 + Q_s/n_s}, \quad Q_s = Q_0 \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT_s}\right), \\ T_s &= \frac{\beta n_s}{s} + T_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, переход электронов в зону проводимости из валентной зоны осуществляется за счет ударной ионизации, а с примесного уровня — за счет изменения температуры.

Рассмотрим вопрос об устойчивости стационарных решений (2) системы уравнений (1). Для этого линеаризуем (1) в окрестности стационарных решений и определим положение собственных чисел линейного оператора правых частей [если $\text{Re}(\lambda_i) > 0$ хотя бы для одного λ_i , стационарное решение неустойчиво].

Линеаризованное уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= (-a - a_1)n + bm + cT, \\ \frac{\partial m}{\partial t} &= a_1 n - bm - cT, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \beta n - sT, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$a = \alpha, \quad a_1 = \gamma(M - m_s), \quad b = \gamma(Q_s + n_s), \quad c = \gamma Q'_s m_s, \quad Q'_s = \left. \frac{dQ}{dT} \right|_{T=T_s}. \quad (4)$$

Собственные числа удовлетворяют характеристическому уравнению

$$\lambda^3 + \lambda^2(a + a_1 + b + s) + \lambda[s(a + a_1 + b) + ba - c\beta] + abs = 0. \quad (5)$$

Используя критерий Рауса—Гурвица [11] и тот факт, что параметры a , a_1 , b , c , s , β положительные, получим, что стационарное решение будет неустойчивым в следующей области параметров:

$$c\beta > s(a + a_1 + b) + ba. \quad (6)$$

В терминах исходной задачи получим следующее условие, при выполнении которого возникает неустойчивость:

$$\beta > [s(a/\gamma + M - m_s + Q_s + n_s) + a(Q_s + n_s)]/(Q_s m_s). \quad (7)$$

Таким образом, при напряженности поля, превосходящей E_{xp} , наступает неустойчивость

$$E_{xp}^2 = \frac{\rho c_v [s(a/\gamma + M - m_s + Q_s + n_s) + a(Q_s + n_s)]}{e\mu Q_s m_s}. \quad (8)$$

В области неустойчивости рост величин n , m , T со временем приводит к тому, что задача становится нелинейной. В результате этого должны возникать нелинейные колебания, поскольку данная задача эквивалентна случаю, рассмотренному в работе [10]. Электрический джоулев пробой возникает при больших значениях приложенного электрического поля, когда температура достигает такого значения, что становится необходимым учитывать тепловой переход электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Список литературы

- [1] Кэррол Дж. СВЧ генераторы на горячих электродах. М., 1972. 382 с.
- [2] Волков А. Ф., Коган Ш. М. // УФН. 1968. Т. 96. В. 4. С. 633—672.
- [3] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 5. С. 1814—1824.
- [4] Бараненков А. И., Осипов В. В. // Микроэлектроника. 1972. Т. 1. В. 1. С. 63—66.
- [5] Чайка Г. Е. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 1. С. 142—147.
- [6] Чайка Г. Е. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 4. С. 646—651.
- [7] Глущенко А. А., Жук В. Л., Чайка Г. Е. // Электронное моделирование. 1981. В. 2. С. 99—100.
- [8] Глущенко А. А., Чайка Г. Е., Жук В. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 935—937.
- [9] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. 480 с.
- [10] Vinetskii V. L., Shaknovtsova S. I., Konozenko I. D. // Phys. St. Sol. 1970. V. 42. N 1. P. 95—103.
- [11] Кострикин А. И. Введение в алгебру. М., 1977. 289 с.

Одесский электротехнический институт связи
им. А. С. Попова

Получено 8.08.1989
Принято к печати 10.09.1990

ФТП, том 25, вып. 2, 1991

ДЕФЕКТЫ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ В GaAs, ВЫРАЩЕННОМ ИЗ РАСТВОРА-РАСПЛАВА Ga—Bi

Брунков П. Н., Гайбуллаев С., Конников С. Г., Никитин В. Г.,
Папенцев М. И., Соболев М. М.

За последнее время вышло немало работ [1—3], посвященных выращиванию эпитаксиальных слоев GaAs из раствора-расплава в висмуте, что связывается в основном с возможностью этой технологии по снижению концентрации фоновой примеси. Было установлено, что эффект «очистки» GaAs от мелких примесей зависит от количества Bi (x_{Bi} , ат. доли) в составе растворителя. Однако в литературе отсутствуют данные о влиянии висмута на состав и концентрацию дефектов с глубокими уровнями. Проведение такой работы особенно важно