

УДК 621.315.592

КРИТЕРИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ КОРОТКОГО ОБРАЗЦА С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ, ДРЕЙФОМ И ДИФFUЗИЕЙ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

В. И. Шашкин, А. А. Игнатов

На основании анализа частотной зависимости импеданса исследована устойчивость и определены характерные частоты колебаний в ограниченных структурах с ОДП, дрейфом и диффузией носителей тока. При последовательном учете диффузионных процессов в стабилизации неустойчивости волн пространственного заряда и ограничения инжекции на катоде оценены активные высокочастотные свойства коротких диодных структур.

1. Техника численного моделирования систем с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), дрейфом и диффузией носителей тока, в первую очередь в условиях эффекта Ганна, хорошо развита и позволяет детально изучить различные режимы функционирования диодной структуры с учетом неоднородности электрического поля, роли контактных областей, внешней электрической схемы, нелокальных эффектов и т. д. [1-3]. В общих чертах можно классифицировать приведенные диодных структур с различными параметрами на основе простейших соображений об устойчивости (неустойчивости) волн пространственного заряда (ВПЗ) и соответственно электрической схемы в целом. Как известно, при повышении уровня легирования в полупроводнике с ОДП изменяется характер неустойчивости дрейфово-диффузионных ВПЗ и в условиях абсолютной неустойчивости [4] реализуется режим с существенно неоднородным распределением электрического поля — статическим доменом, локализованным вблизи неоднородности (контакта) [1, 3]. Другим ориентиром, определяющим электрическую устойчивость диодных структур, является критерий Кремера [5], ограничивающий произведение концентрации свободных носителей n_0 на длину активной части прибора L . Превышение критического значения $(n_0L)_{кр}$ приводит в схеме с заданным напряжением к незатухающим колебаниям тока, связанным с периодической генерацией в диоде бегущих доменов поля [1, 3]. Для докритических диодов с $n_0L < (n_0L)_{кр}$ характерно отсутствие бегущих доменов, но отрицательное активное сопротивление вблизи пролетных частот может сохраняться [1, 3].

В работе формулируется линейный критерий устойчивости короткой системы с ОДП, дрейфом и диффузией носителей тока, определяются соответствующие области параметров структур и характерные частоты процессов. В отличие от стандартного решения данного вопроса в [4, 6, 7] (вслед за оригинальным исследованием в [5]), в настоящей работе не используется предположение о слабой диффузии, а следовательно, относительно большой длине диода, низкой частоте и невысокой концентрации свободных носителей.

Расчет импеданса основан на дрейфово-диффузионном представлении плотности тока

$$j = env - eD(\partial n/\partial x) \quad (1)$$

с использованием граничных условий [1,7]

$$E_1(0) = 4\pi j_1/\varepsilon\omega_c, \quad E_1(L) = 0, \quad (2)$$

связывающих возмущения поля E_1 и тока j_1 ($\sim \exp(-i\omega t + ikx)$) на концах активной части структуры. Величина $\varepsilon\omega_c/4\pi$ определяет проводимость катодного контакта (ограничивающего инжекцию при конечных ω_c), анодный контакт считается омическим. Опуская промежуточные выкладки по вычислению импеданса (см., например, [4,7]) приведем окончательное выражение [7]:

$$Z(\omega) = \frac{4\pi L}{\varepsilon S(\omega_m - i\omega)} \left\{ 1 + \frac{1}{e^{\alpha_+ L} - e^{\alpha_- L}} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{e^{\alpha_+ L} - 1}{\alpha_+ L} \left(\frac{e^{\alpha_- L}(\omega_c - \omega_m)}{\omega_c - i\omega} - 1 \right) - \frac{e^{\alpha_- L} - 1}{\alpha_- L} \left(\frac{e^{\alpha_+ L}(\omega_c - \omega_m)}{\omega_c - i\omega} - 1 \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где S — площадь поперечного сечения диода,

$$\alpha_{\pm} = ik_{\pm} = \frac{v \pm \sqrt{v^2 + 4D(\omega_m - i\omega)}}{2D}, \quad (4)$$

а коэффициенты v , $\omega_m = (4\pi en_0/\varepsilon)dv/dE$, D обозначают зависящие от напряженности электрического поля E , соответственно, дрейфовую скорость, дифференциальную максвелловскую частоту и коэффициент диффузии.

2. Исследование положения полюсов импеданса (3) на комплексной плоскости ω не составляет труда. В верхней полуплоскости ($\text{Im } \omega > 0$), отвечающей нарастающим во времени возмущениям, могут находиться только полюса, соответствующие возбуждению собственных мод пространственного заряда ограниченного образца $e^{\alpha_+ L} - e^{\alpha_- L} = 0$ при выполнении условия [4,7]

$$-(\omega_m/\omega_D) > 1 + (4\pi/q^2), \quad (5)$$

где $\omega_D = v^2/4D$, $q = vL/D$.

Исследование положения нулей импеданса (3) на первый взгляд представляется сложным. Заметим, что традиционный в теории эффекта Ганна анализ, основанный на предположении слабой диффузии [4-7], не оправдан в коротких образцах, где роль диффузионных процессов существенно возрастает. Тем не менее можно решить уравнение $Z(\omega) = 0$, не делая дополнительных упрощающих предположений; а лишь обратив внимание на то обстоятельство, что в коротких структурах появление нулей импеданса $\omega_0 = \omega_1 + i\omega_2$ в верхней полуплоскости частоты ($\omega_2 > 0$) происходит при достаточно большой действительной части ω_1 , благодаря чему выполняются неравенства

$$\exp\{\text{Re}[\alpha_+(\omega_0) - \alpha_-(\omega_0)]L\} \gg 1; \quad (6a)$$

$$\exp\{\text{Re}[\alpha_+(\omega_0)]L\} \gg 1, \quad (6b)$$

позволяющие упростить выражение $Z(\omega)$. (В справедливости неравенств (6) убедимся в дальнейшем.) С учетом (6) получаем трансцендентное уравнение относительно $y = -\alpha_- L$ следующего вида:

$$e^{-y} - 1 + \frac{y(y+q)}{2y+q} \left[1 + \frac{\varphi y(y+q-1)}{q^2} \right] = 0, \quad (7)$$

где параметры $q = vL/D$, $\varphi = v^2/[D(\omega_c - \omega_m)]$ характеризуют длину структуры и степень неомичности катодного контакта. При омических условиях на катоде ($\omega_c \rightarrow \infty$) $\varphi \rightarrow 0$ и единственным параметром

в уравнении (7) остается q . Важно отметить, что независимо от граничного условия на катоде при переходе к длинному образцу ($q \rightarrow \infty$) (7) сводится к известному уравнению $e^{-y} - 1 + y = 0$, исследованному в [5].

Используя (4) и определение $y = -\alpha L$, легко вывести условие отсутствия нулей импеданса с $\omega_2 > 0$, имеющее вид неравенства

$$-\frac{\omega_m}{\omega_D} \leq \frac{4}{q} \left(y_1 + \frac{y_2^2 - y_1^2}{q} \right), \quad (8)$$

где $y = y_1 + iy_2$ — любой из множества корней уравнения (7). Для характерной частоты колебаний ω_1 на пороге генерации (при равенстве в (8)) получаем следующее соотношение:

$$\frac{\omega_1}{\omega_D} = \pm \frac{4y_2}{q^2} (2y_1 + q). \quad (9)$$

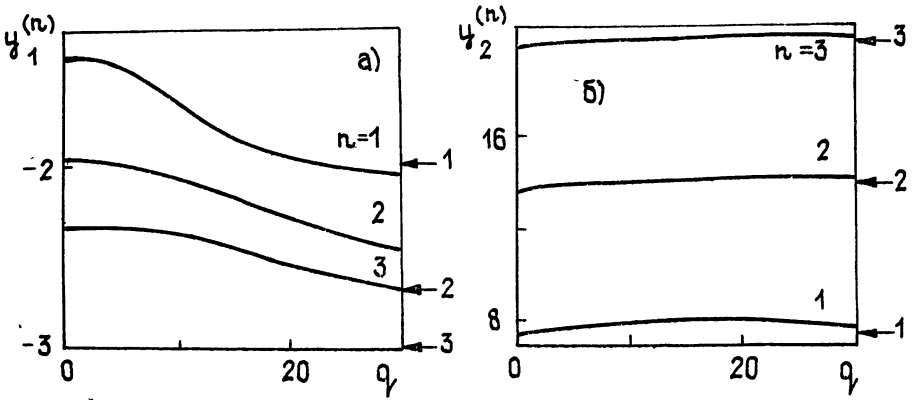


Рис. 1. Зависимости вещественной (а) и мнимой (б) частей корней уравнения (7) от нормированной длины структуры при $\varphi = 0$.

В том случае, если катодный контакт является омическим ($\varphi = 0$), уравнение (7) легко разрешить в численной итерационной процедуре, описанной в [5]. Зависимость первых трех корней $y^{(n)} = y_1^{(n)} + iy_2^{(n)}$ ($n = 1, 2, 3$) с наибольшей действительной частью представлена на рис. 1 а) $y_1^{(n)}$, б) $y_2^{(n)}$; $n = 1, 2, 3$. Стрелками на графиках отмечены значения корней при $q \rightarrow \infty$. Используя (8) и асимптотическое значение действительной части первого корня ($-2,09$), приходим к критерию Кремера [5], определяющему устойчивость достаточно длинных в масштабе D/v образцов. В коротких диодах ($q \leq 30$) становится существенным вклад второго слагаемого в правой части (8), связанного с диффузией. При этом характерная частота ω_1 является комбинацией пролетной ($y_2 v/L$) и диффузионной ($2y_1 y_2 D/L^2$) частот. На рис. 2а в плоскости параметров — ω_m/ω_D , q приведены сплошной линией — кривая, отвечающая равенству в (8) с учетом известной зависимости первого корня $y^{(1)}$ от q ; пунктиром — кривая, соответствующая равенству в (5). На рис. 2б сплошной линией представлена зависимость частоты основной гармоники колебаний ω_1 от q , рассчитанная на основе (9) с учетом зависимости $y^{(1)}(q)$. Цифрами на рис. 2а обозначены области параметров, отвечающие различным режимам функционирования диодной структуры. В области 1 сохраняется устойчивость в резистивной цепи, возможно усиление сигнала. В области 2 импеданс имеет нули с $\omega_2 > 0$, следовательно, при питании диода от источника напряжения возникает генерация на частотах, определяемых вблизи границы 1 — 2 на рис. 2б. При переходе 2 \rightarrow 3 становятся неустойчивыми также собственные моды системы, что приводит к неоднородному распределению поля в структуре. Вольт-амперная характеристика диода

при этом может быть неоднозначной и иметь разрывы [4]. Наконец, в области параметров 4 отсутствуют нули импеданса в верхней плоскости комплексной частоты, а неустойчивые собственные моды пространственного заряда (реально только первая) могут не возбуждаться при питании от источника напряжения, контролирующего при граничных условиях типа (2) распределение поля в образце [4]. Таким образом, в коротких и достаточно сильно легированных структурах возможно стабильное усиление до частот, сравнимых с ω_1 (рис. 2б).

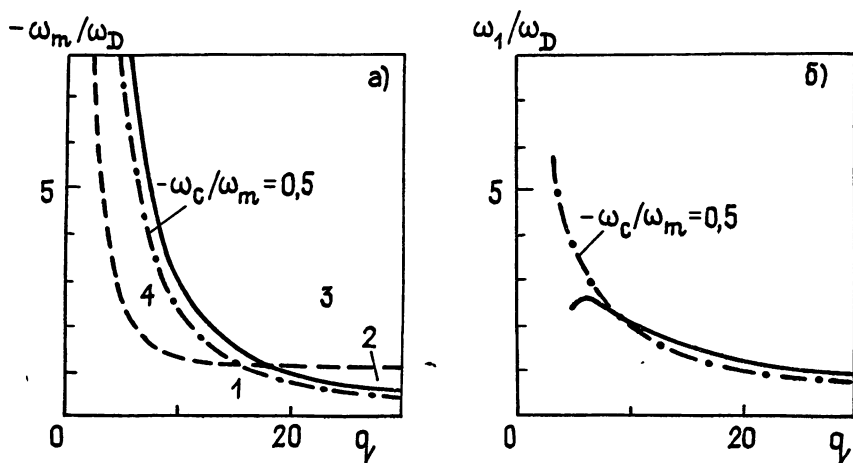


Рис. 2. а) Области параметров, отвечающие различным функциональным режимам;
 б) Характерные частоты колебаний в зависимости от нормированной длины.

Для катодного контакта с ограниченной инжекцией ($\varphi \neq 0$) численный итерационный расчет несколько сложнее, что связано с двухпараметрической зависимостью решения уравнения (7) от q и ω_m (считаем, что для величины ω_c выбрана естественная нормировка на $-\omega_m$ и отношение $\omega_c/(-\omega_m) = \text{const}$). Для нахождения границы устойчивости и характерной частоты ω_1 приходится решать совместно два уравнения (7) и (8). Результаты расчетов при типичном отношении $\omega_c/(-\omega_m) = 0,5$ представлены на рис. 2а, б штрих-пунктирной линией. Обратим внимание, что в данном случае ω_1 зависит не только от q , но и от ω_m . По этой причине на рис. 2б изображена кривая $\omega_1(q, \omega_m = \omega_m^b(q))$, где $\omega_m^b(q)$ соответствует границе устойчивости на рис. 2а. Из сопоставления кривых на рис. 2 видно, что ограничение инжекции приводит к расширению области неустойчивости (сокращению области 4) и некоторому возрастанию характерных частот в коротких структурах при $q \leq 8$. В остальном качественные выводы, сделанные ранее при обсуждении ситуации с омическим граничным условием на катоде, сохраняют свою силу.

Возвращаясь к исходным соотношениям (6), позволяющим существенно упростить выражение $Z(\omega)$ и провести последующий анализ устойчивости, легко убедиться, что данные неравенства справедливы во всей области параметров, где построены графики на рис. 2. Условия (6) с запасом выполняются при $q \gg 1$, при малых значениях $q \sim 1$ (в крайних точках кривых на рис. 2) левые части неравенств (6) больше величины порядка e^2 .

3. Отличие полученных результатов от известных ранее [4-7] состоит в следующем. Во-первых, определение областей устойчивости и характерных частот колебаний является точным в том смысле, что при выводе основных соотношений (7) — (9) не используется разложение корня в (4) в ряд в предположении малой величины $|4D(\omega_m - i\omega)/v^2|$. При этом оказывается, что корни трансцендентного уравнения

(7) не являются константами, а функционально зависят от параметров q , $-\omega_m$, ω_c . Во-вторых, при анализе устойчивости учитывается эффект неомичности (ограничения инжекции) катодного контакта. Указанные обстоятельства позволяют исследовать устойчивость коротких структур, для которых известный подход неприменим, поскольку $|4D(\omega_m - i\omega)/v^2| \gg 1$. Естественно, что при увеличении длины структур (при $q > 30$) результаты совпадают.

Таким образом, линейный анализ частотной зависимости импеданса проведенный в работе, обобщает известное исследование в [5] и позволяет оценить активные свойства коротких структур при учете различных граничных условий на катодном контакте. Сформулируем основные выводы рассмотрения для коротких и достаточно сильно легированных диодных структур:

1) при питании от источника напряжения может быть подавлена модовая неустойчивость пространственного заряда и реализовано усиление в области высоких частот;

2) диффузионные процессы существенно стабилизируют неустойчивость и уменьшают характерные частоты в сравнении с пролетными;

3) ограничение инжекции катодного контакта расширяет область параметров, отвечающих неустойчивости, и приводит к возрастанию характерных частот, до которых возможно усиление (генерация) электромагнитного излучения.

В заключение отметим, что данное рассмотрение применимо к системам с различным механизмом ОДП (в том числе к квантовым сверхрешеткам [6, 9], имеющим спектр ВПЗ в области неустойчивости дрейфово-релаксационного типа [4]). Наиболее серьезное ограничение изложенного подхода связано с известными недостатками использованной локально-полевой модели [2-4]. Тем не менее для материалов, имеющих малую инерционность установления (во времени и пространстве) отклика электронного газа в неоднородных высокочастотных полях, например для квантовых сверхрешеток [9], полученные результаты представляют практический интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пореш С. Б., Тагер А. С., Кальфа А. А. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 10. С. 19.
2. Голант Е. И., Кальфа А. А., Пореш С. Б., Тагер А. С. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 7(331). С. 23.
3. Toggens A. V. // IEEE Trans. 1983. V. ED-30. № 2, P. 160
4. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. — М.: Наука, 1972
5. McComber D. E., Chynoweth A. G. // IEEE Trans. 1966. V. ED-13. № 1. P. 4.
6. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. — М.: Сов. радио, 1975.
7. Барыбин А. А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. — М.: Наука, 1986.
8. Игнатов А. А., Шашкин В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 4. С. 721.
9. Игнатов А. А., Шашкин В. И. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 9. С. 1606.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
9 марта 1987 г.,
после переработки
11 февраля 1988 г.

ELECTRICAL STABILITY CRITERION OF SHORT SAMPLE WITH NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY, DRIFT AND DIFFUSION OF CHARGE CARRIERS

V. I. Shashkin, A. A. Ignatov

Characteristic frequencies of oscillations in bounded structures with negative differential conductivity (NDC), drift and diffusion of charge carriers and stability criterion are defined on the basis of the analysis of impedance frequency dependence. High-frequency capabilities of short two-terminal structures are estimated taking into account the diffusion process on stabilization of space charge carrier waves and restriction of the injection at the emitter contact.