

Расчет нелинейных искажений защитного р-і-п диода «из первых принципов»

Я.Б. Мартынов, С.А. Богданов

АО НПП «Исток» им. Шокина»

Аннотация: в работе приведена модель и методика расчета нелинейных искажений, вносимых защитным р-і-п диодом. В модели за основу берутся экспериментально измеренные зависимости дрейфовых скоростей и коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок от напряженности локального электрического поля и температуры решётки, которые подставляются в соответствующие уравнения непрерывности, решаемые самосогласованно с уравнением Пуассона.

Ключевые слова: р-і-п диод, квазигидродинамическая модель, численные методы

1. Введение

Впервые предложенный Uhlig [1] для использования на сверхвысоких частотах р-і-п диод демонстрирует свойства управляемого постоянным током (I) ВЧ-сопротивления при прямом смещении и свойства малой фиксированной емкости при обратном постоянном смещении. Важным свойством этого диода является то, что его ВЧ-сопротивление при прямом смещении (R_f) может быть много меньше дифференциального сопротивления (R_d) полученного из статической вольт- амперной характеристики (ВАХ). Действительно:

$$R_d = \frac{n_{ne}kT}{qI}, \quad (1)$$

$$R_f = \frac{W^2}{\mu\tau I}. \quad (2)$$

Здесь T, W – температура и длина і- области диода, μ, τ - подвижность и время жизни носителей тока, n_{ne} , q - фактор неидеальности и элементарный заряд. Для кремниевого р-і-п диода с длиной і-области 1 мкм отношение $R_f/R_d \sim 10^{-7}$.

Это происходит потому, что установление статической ВАХ диода происходит за время, порядка времени жизни носителей тока в і-области, гораздо большее чем период ВЧ колебаний. Накопленный равновесный инжектированный в і-область заряд очень резко зависит от медленных изменений напряжения, но не успевает измениться при ВЧ колебаниях. Существует возможность, однако, что с увеличением амплитуды ВЧ сигнала, накопленный равновесный заряд все же будет меняться, что должно привести к росту вносимых диодом нелинейных искажений.

Для проверки этого предположения в работе предлагается методика расчета нелинейных искажений диода на основе разработанной ранее квазигидродинамической модели [2], которая позволяет проводить необходимые исследования «из первых принципов», принимая во внимание геометрические и электрофизические параметры диода.

2. Уравнения модели

Движение зарядов в полупроводниковых устройствах может быть хорошо описано с помощью уравнений полупроводниковой плазмы [3], устойчивое численное

решение которых может быть оперативно получено с помощью специальных методов [2]. Описание с помощью уравнений [2,3] отличается от простых аналитических оценок хорошей точностью и универсальностью, а от более сложных моделей, основанных на решении уравнений Больцмана, меньшим временем счета. Решаемые численно уравнения полупроводниковой плазмы имеют вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_э(\vec{E}_э, \varepsilon_э, n) = T - P, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_д(\vec{E}_д, \varepsilon_д, p) = T - P, \quad (4)$$

$$\vec{J}_э(\vec{E}_э, \varepsilon_э, n) = -qn\mu_э(\varepsilon_э)\vec{E}_э - qD_э(\varepsilon_э)\operatorname{grad}(n), \quad (5)$$

$$\vec{J}_д(\vec{E}_д, \varepsilon_д, p) = +qp\mu_д(\varepsilon_д)\vec{E}_д - qD_д(\varepsilon_д)\operatorname{grad}(p), \quad (6)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_э - \vec{J}_д, \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

n, p - концентрации электронов и дырок, $\vec{J}_э, \vec{J}_д, \varepsilon_э, \varepsilon_д$ - плотности тока электронов и дырок, плотности энергии электронного и дырочного газов, соответственно; T, P - скорости ионизации носителей тока и их рекомбинации; $\mu_э, \mu_д, D_э, D_д$ - подвижности и коэффициенты диффузии носителей тока, зависящие от соответствующих плотностей энергий.

Эти уравнения должны быть дополнены следующими:

$$\frac{\partial n \cdot \varepsilon_э}{\partial t} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_{э\varepsilon}(\vec{E}_э, \varepsilon_э, n) = -(\vec{J}_э \cdot \vec{E}_э) - \frac{n(\varepsilon_э - \varepsilon_0)}{\tau_{э\varepsilon}}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial p \cdot \varepsilon_д}{\partial t} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_{д\varepsilon}(\vec{E}_д, \varepsilon_д, p) = (\vec{J}_д \cdot \vec{E}_д) - \frac{p(\varepsilon_д - \varepsilon_0)}{\tau_{д\varepsilon}}, \quad (9)$$

$$\vec{J}_{э\varepsilon}(\vec{E}_э, \varepsilon_э, n) = \frac{1}{q} \gamma_э(\varepsilon_э) \varepsilon_э \vec{J}_э - \frac{2}{3k} \chi_э(\varepsilon_э) \operatorname{grad}(\varepsilon_э), \quad (10)$$

$$\vec{J}_{д\varepsilon}(\vec{E}_д, \varepsilon_д, p) = \frac{1}{q} \gamma_д(\varepsilon_д) \varepsilon_д \vec{J}_д - \frac{2}{3k} \chi_д(\varepsilon_д) \operatorname{grad}(\varepsilon_д), \quad (11)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = -\frac{q}{\varepsilon} (n - p + N_A - N_D), \quad (12)$$

$$\vec{E}_э = \vec{E} - \operatorname{grad}(E_c), \quad (13)$$

$$\vec{E}_д = \vec{E} - \operatorname{grad}(E_v), \quad (14)$$

$$\vec{E} = -\operatorname{grad}(\varphi). \quad (15)$$

Здесь $\vec{J}_{э\varepsilon}, \vec{J}_{д\varepsilon}$ - потоки плотностей энергии электронного ($\varepsilon_э$) и дырочного ($\varepsilon_д$) газов; $\gamma_э, \gamma_д, \chi_э, \chi_д, \tau_{э\varepsilon}, \tau_{д\varepsilon}$ - дифференциальные термо-э.д.с., теплопроводности и времена релаксации по энергии электронов и дырок, соответственно; ε - диэлектрическая проницаемость, t - время, φ - потенциал электрического поля, E_c, E_v - энергии края зоны проводимости и валентной зоны.

Скорость рекомбинации определялась уравнением Шокли-Рида-Холла [4]:

$$P = \frac{np - n_i^2}{\tau_n(p + n_i) + \tau_p(n + n_i)}, \quad (16)$$

где n_i - концентрация носителей в собственном полупроводнике, τ_n, τ_p - времена жизни электронов и дырок.

Поскольку уравнения (3-17) моделировали р-і-п диод в эквивалентной схеме (рисунок 1), то разность потенциалов на приборе (U_d) для граничных условий уравнения Пуассона (12,15) должна пересчитываться в соответствии с законами Кирхгофа:

$$U_d = \frac{R_2}{R_1 + R_2} (U - R_1 I_d). \quad (17)$$

При дискретизации ток диода (I_d) брался с предыдущего шага по времени. Переменное напряжение генератора (U) равнялось сумме двух гармонических сигналов с близкими частотами и равными амплитудами. Определялась мощность, выделяемая в нагрузке R_2 на частотах $\omega_a, \omega_b, 2\omega_b - \omega_a$ а также зависимость этих мощностей от амплитуд сигнала на основных гармониках для определения величины интермодуляционных искажений IP3.

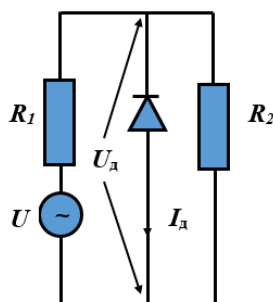


Рисунок 1. Эквивалентная схема для расчета нелинейных искажений. Напряжение на диоде пересчитывалось по формуле (17), а ток с помощью уравнений (3-16).

3. Заключение

Построена модель расчета нелинейных искажений, вносимых защитным р-і-п диодом. В основу берутся экспериментально измеренные зависимости дрейфовых скоростей и коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок от напряженности локального электрического поля и температуры решётки, которые подставляются в уравнения непрерывности для плотностей электронного и дырочного газов, а также плотностей их энергии, решаемые самосогласованно с уравнением Пуассона. Модель позволяет проводить оптимизацию размеров защитного р-і-п диода.

Список литературы

1. Uhlir A. Jr. The Potential of Semiconductor Diodes in High Frequency Communications // *IRE Proc.* – 1958. – June. – С. 1099–1115.
2. Мартынов Я.Б. Специальный вид граничных условий для системы уравнений низкотемпературной полупроводниковой плазмы // *ЖВМ и МФ.* – 1999. – Т. 39. – №2. – С. 309-314.
3. Blotekjaer K. Transport equations for electrons in two-valley semiconductors // *IEEE Trans Electron Devices.* – 1970. – ED-17. – № 1. – С. 38-47.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. – Москва, «Мир», 1984.