

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭФФЕКТИВНОЙ СВЧ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СТРУКТУРНО- НЕОДНОРОДНЫХ ОБЪЕКТОВ

ГОРДИЕНКО Ю.Е., ГЕРАСИМОВ В.П.,
ХАММУД Ф.М.

Обосновывается численно-аналитический алгоритм исследования эффективной комплексной диэлектрической проницаемости мелкодисперсных сред в СВЧ диапазоне на базе строгих электродинамических соотношений. Описываются условия моделирования и постановки практических измерений, при которых обе составляющие комплексной диэлектрической проницаемости структурно-неоднородных объектов имеют слабый вклад нелокальной части взаимодействия.

1. Введение

Диэлькометрия является одним из распространенных методов физической и технической диагностики различных объектов естественного и искусственного происхождения. В особенности широко развиты СВЧ варианты этого метода для определения состава веществ, смесей и т.п. [1,2], влажности газов [3], влагосодержания материалов и продуктов [4,5], состояния биообъектов [6] и пр. Отдельно представлена группа СВЧ способов контроля параметров и исследования свойств полупроводниковых материалов [7,8].

Во всех случаях основы метода базируются на существовании взаимосвязи эффективной комплексной диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_{\text{эфф}}$ объекта с его внутренним строением на микро- и макроуровнях. Однако строгая теория эффективной диэлектрической проницаемости разработана только для газовых смесей и слабых растворов [9]. Подавляющее большинство разработок для других сред использует эвристические или эмпирические соотношения, количественно связывающие эту физическую характеристику с составом компонент и их соответствующими параметрами.

В особенности сложным оказывается теоретическое моделирование влагосодержащих сыпучих материалов (порошков, смесей, сельхозпродуктов и т.п.). Современные численные методы в принципе позволяют в каждом конкретном случае построить количественную модель $\tilde{\epsilon}_{\text{эфф}}$. Однако реализация ее всегда индивидуальна, сложна и практически исключает широкие исследования для обобщающих выводов.

Целью данной статьи является обоснование менее сложного численно-аналитического алгоритма исследования $\tilde{\epsilon}_{\text{эфф}}$ порошков и смесей в СВЧ диапазоне на базе строгих электродинамических соотношений. Так как установление их в удобном для

практического применения виде в случае указанных объектов проблематично, то здесь выдвигается гипотеза об эквивалентности взаимодействия сложных структур и сложных электромагнитных полей на СВЧ.

2. Основные положения

Электродинамика слоисто-неоднородных сред в научном отношении развита более глубоко по сравнению с дисперсными благодаря координатности объекта [10,11]. Эффективная диэлектрическая проницаемость структурно-неоднородных сред, хотя и представляется интегральной характеристикой (физической величиной), инвариантна как к структуре объекта моделирования, так и к структуре воздействующего электромагнитного поля. Последнее обстоятельство связано с нелокальностью взаимодействия поля и объекта. Поэтому для таких сред следует ожидать зависимости $\tilde{\epsilon}_{\text{эфф}}$ от параметров структуры как объекта, так и электромагнитного поля. Ниже это утверждение будет подтверждено численным исследованием строгой электродинамической модели удобных для теории реальных объектов.

Предположим, что качественный характер структуры объекта (типа слоистость, дисперсность) проявляется во взаимодействии с электромагнитным полем только через вклады нормальной и тангенциальной составляющих электрической компоненты поля. Тогда можно говорить о некоторой качественной эквивалентности для $\tilde{\epsilon}_{\text{эфф}}$ структуры поля и объекта. На этом основании модель эффективной диэлектрической проницаемости дисперсной среды в однородном электромагнитном поле (типа поперечной волны) можно заменить моделью слоисто-неоднородной среды в структурно-неоднородном поле. Поперечные размеры слоев при этом должны соответствовать размерам элементов структуры дисперсной среды, а поле — иметь как тангенциальную, так и нормальную электрические составляющие.

В СВЧ диэлькометрии широко распространены резонаторные способы измерения и соответствующие им первичные резонаторные измерительные преобразователи (РИП). Для СВЧ диагностики полупроводников развито так называемое одномодовое приближение РИП Н- и Е-типа [7,11]. Воспользуемся свойственными этому подходу приемами для реализации указанного выше алгоритма формирования модели $\tilde{\epsilon}_{\text{эфф}}$.

На рис. 1 представлено схематическое изображение РИП Е- и Н-типа с цилиндрической симметрией и соответствующим слоисто-неоднородным заполнением. (Нетрудно доказать, что последующие выводы анализа можно распространять на РИП прямоугольной геометрии.) В заполнении выделяется неоднослойная в общем случае ячейка, моделирующая один вариант компонентной смеси или структуры. Таких вариантов в принципе может быть несколько, а физический объем условно представляется большим набором подобных ячеек.

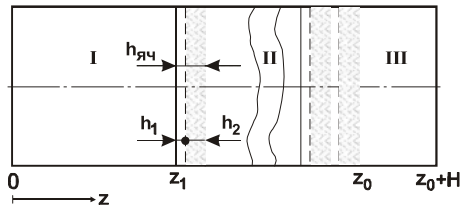


Рис. 1. Схематическое изображение РИП

Для исследования фундаментальных особенностей модели вначале рассмотрим один вариант ячеек, разделяемых тонкими прослойками свободного пространства. Эта модель отражает поведение дисперсного объекта различной плотности.

Из необходимости выполнения условий непрерывности тангенциальных E и H составляющих электромагнитного поля рабочего вида колебаний в соответствующем резонаторе на границах слоев (z_i) и объемов I, II, III вытекает следующая система рекуррентных соотношений:

$$\begin{aligned} \operatorname{th}(\gamma_1 z_1) &= -Y_{1,2} \frac{\operatorname{th}[\gamma_2(z_0 - z_1)] + C_1}{1 + C_1 \operatorname{th}[\gamma_2(z_0 - z_1)]}, \\ \frac{\operatorname{th}[\gamma_2(z_0 - z_2)] + C_1}{1 + C_1 \operatorname{th}[\gamma_2(z_0 - z_2)]} &= Y_{2,3} \frac{\operatorname{th}[\gamma_3(z_0 - z_2)] + C_2}{1 + C_2 \operatorname{th}[\gamma_3(z_0 - z_2)]}, \\ \frac{\operatorname{th}[\gamma_i(z_0 - z_i)] + C_{i-1}}{1 + C_{i-1} \operatorname{th}[\gamma_i(z_0 - z_i)]} &= Y_{i,i+1} \frac{\operatorname{th}[\gamma_{i+1}(z_0 - z_i)] + C_i}{1 + C_i \operatorname{th}[\gamma_{i+1}(z_0 - z_i)]}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$C_N = Y_{N,III} \operatorname{th} \gamma_{III} H,$$

$$\text{где } Y_{1,2} = \frac{\tilde{\varepsilon}_1 \gamma_2}{\tilde{\varepsilon}_2 \gamma_1}; \quad Y_{i,i+1} = \frac{\tilde{\varepsilon}_i \gamma_{i+1}}{\tilde{\varepsilon}_{i+1} \gamma_i}; \quad Y_{N,III} = \frac{\tilde{\varepsilon}_N \gamma_{III}}{\tilde{\varepsilon}_{III} \gamma_N}$$

для РИП Е-типа;

$$Y_{1,2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}; \quad Y_{i,i+1} = \frac{\gamma_i}{\gamma_{i+1}}; \quad Y_{N,III} = \frac{\gamma_N}{\gamma_{III}} \quad \text{для РИП Н-типа};$$

$$\gamma_i = \omega_0 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \left(\tilde{\varepsilon}_i - \left(\frac{\omega_{кр}}{\omega_0} \right)^2 \right)}; \quad \tilde{\varepsilon}_i = \varepsilon'_i - j \varepsilon''_i; \quad \frac{\varepsilon''_i}{\varepsilon'_i} = \operatorname{tg} \delta_i;$$

ω_0 – круговая резонансная частота; $\omega_{кр}$ – нижняя предельная частота распространения рассматриваемого типа волны в волноводе, образующем РИП; ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума; $\varepsilon'_i, \varepsilon''_i$ – относительные значения действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости компонент.

Фундаментальные выходные сигналы измерительной информации РИП $\Delta\omega/\omega_0$ и $\Delta Q/Q_1$ находятся через ω' и ω'' , которые являются корнями этой системы рекуррентных соотношений. Эффективные параметры $\varepsilon_{эфф}$ и $\operatorname{tg} \delta_{эфф}$ модели в свою очередь находятся в виде корней $\varepsilon'_{эфф}$ и $\varepsilon''_{эфф}$ следующего характеристического уравнения:

$$\operatorname{th} \gamma_1 z_1 = -Y_{1,N} \operatorname{th} \gamma_N h_N,$$

$$\text{где } Y_{1,N} = \frac{\varepsilon_1 \gamma_N}{(\varepsilon'_{эфф} - j \varepsilon''_{эфф}) \gamma_1} \quad \text{для РИП Е-типа};$$

РИ, 2004, № 4

$$Y_{1,N} = \frac{\gamma_1}{\gamma_N} \quad \text{для РИП Н-типа}; \quad h_N = \sum_{i=1}^N h_i;$$

h_i – толщина i -го слоя многослойной структуры;

$$\gamma_n = (\omega'_N + j \omega''_N) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \left[\varepsilon'_{эфф} - j \varepsilon''_{эфф} - \frac{\omega_{кр}^2}{(\omega'_N + j \omega''_N)^2} \right]};$$

ω'_N, ω''_N – корни уравнения (1).

Нам представляется, что такой алгоритм позволяет организовать компактные и одновременно многосторонние исследования представленной модели. Используемое им и самой моделью одномодовое приближение не должно сильно повлиять на общность физических выводов.

Изначально важным в модели является установление зависимости $\varepsilon_{эфф}$ от количества ячеек $N = (z_0 - z_1)/h_{яч}$ (см. рис. 1).

Первые попытки установления этой зависимости с использованием возможности MatLab для реализации численных исследований обнаружили появление неустойчивостей при $N > 10$ (определяется соотношением общего размера области II с длиной волны λ_0). Можно предположить, что возникновение неустойчивостей вызвано проявлением особых точек в функциях $\operatorname{th} \gamma_i(z_0 - z_i)$.

Известно [11], что пользуясь соотношениями (1), можно получить более компактное в записи характеристическое уравнение вида

$$\begin{aligned} \operatorname{th} \gamma_2 h_2 + Y_{23} \frac{\operatorname{th} \gamma_3 h_3 + Y_{34} \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}{1 + Y_{34} \operatorname{th} \gamma_3 h_3 \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}} \\ \operatorname{th} \gamma_1 z_1 = -Y_{12} \frac{\operatorname{th} \gamma_3 h_3 + Y_{34} \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}{1 + Y_{23} \operatorname{th} \gamma_2 h_2 \frac{\operatorname{th} \gamma_3 h_3 + Y_{34} \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}{1 + Y_{34} \operatorname{th} \gamma_3 h_3 \frac{\operatorname{th} \gamma_4 h_4 + \dots}{1 + \dots}}} \end{aligned} \quad (2)$$

Появление неустойчивостей при численном нахождении значения корней ω', ω'' в этом случае существенно сократилось. Однако (2) оказалось все же неудобным в программировании многосторонних численных исследований.

Поэтому был рассмотрен другой вариант модификации (1), исключая вычисление сложных комбинаций функций $\operatorname{th} \gamma_i h_i$, приводящих к возникновению нулей в знаменателях. В соответствии с этим соотношения (1) переписываются в виде

$$\operatorname{th} \gamma_1 z_1 = -Y_{1,2} \frac{A_2 + \operatorname{th} \gamma_2 h_2}{1 + A_2 \operatorname{th} \gamma_2 h_2}; \quad A_2 = Y_{2,3} \frac{A_3 + \operatorname{th} \gamma_3 h_3}{1 + A_3 \operatorname{th} \gamma_3 h_3}; \quad (3)$$

$$A_{i-1} = Y_{i-1,i} \frac{A_i + \operatorname{th} \gamma_i h_i}{1 + A_i \operatorname{th} \gamma_i h_i}; \quad A_N = Y_{N,III} \operatorname{th} \gamma_{III} H.$$

Вычислительный процесс нахождения комплексных значений резонансных частот РИП из этих соотношений организуется проще и неустойчивости решения исключаются полностью для любых N при $\beta_i h_i < \pi/2$.

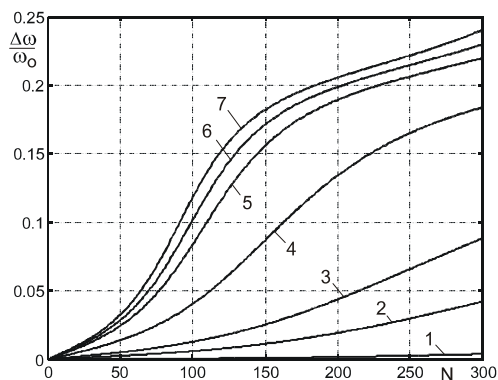
3. Результаты моделирования

В работе проведено численное исследование модели, представленной рассмотренным выше аналитическим алгоритмом, при следующих количественных ее параметрах.

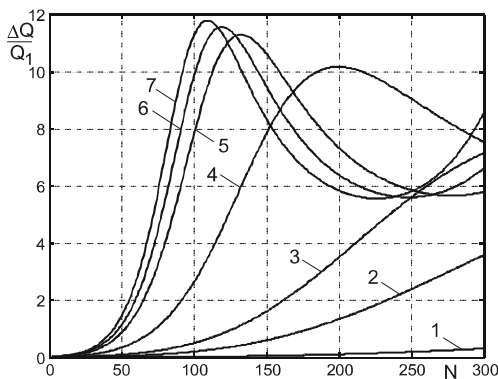
Геометрия РИП подобрана таким образом, чтобы его резонансная частота без объекта составляла $f_0 = 10^{10}$ Гц. Параметр $\theta = (\omega_{кр} / \omega_0)^2$ может изменяться от 0,05 до 0,95 путем изменения радиуса резонатора и различен для разных рабочих видов колебаний. Координата z_1 изменялась при вариации количества и толщины слоев в соответствии с требованием постоянства исходной длины резонатора. Исходная добротность РИП была выбрана равной $5 \cdot 10^3$.

Толщина слоев в ячейке выбиралась из условия $h_1 \sqrt{\varepsilon} / \lambda_0 \ll 1$, в то время как общая электрическая толщина многослойной структуры (объекта) может быть сравнима с длиной волны λ_0 .

На рис. 2, а,б и рис. 3, а,б представлены зависимости выходных сигналов измерительной информации $\Delta\omega / \omega_0$ и $\Delta Q / Q_1$ от количества ячеек N в объекте для РИП с E_{011} и H_{011} видами колебаний, соответственно. Параметры ячейки выбраны следующими.

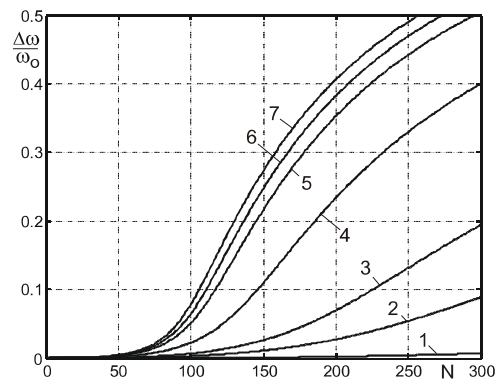


а

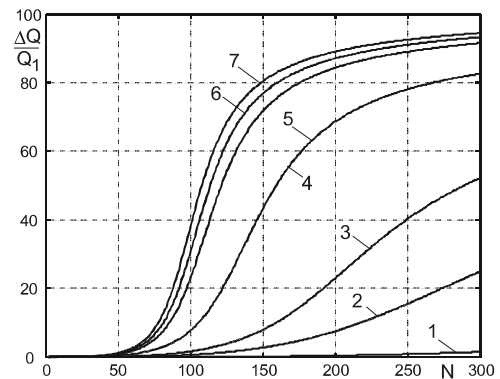


б

Рис. 2. Зависимость изменения $\Delta\omega / \omega_0$ (а) и $\Delta Q / Q_1$ (б) от количества ячеек N для РИП E_{011} -типа



а



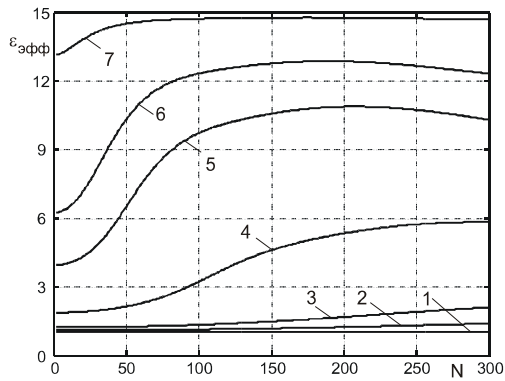
б

Рис. 3. Зависимость изменения $\Delta\omega / \omega_0$ (а) и $\Delta Q / Q_1$ (б) от количества ячеек N для РИП H_{011} -типа

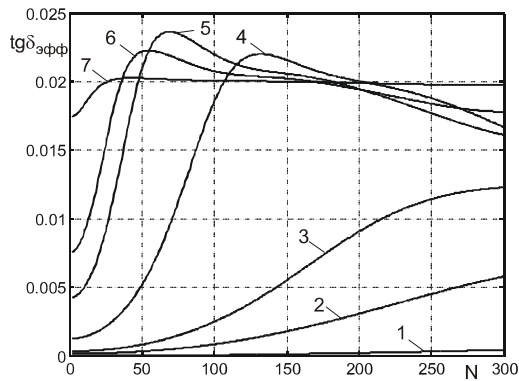
Ячейка двухслойная: $\varepsilon_1 = 1$; $\text{tg}\delta_1 = 0$; $\varepsilon_2 = 15$; $\text{tg}\delta_2 = 0.02$. Толщина слоев h_1 и h_2 варьируется при условии постоянства общей толщины ячейки $(h_1 + h_2) / \lambda_0 = 0,02/30$. При этом фактически моделируется изменение плотности дисперсного объекта при одновременном изменении размера частиц одного сорта и воздушных промежутков между ними. Параметром в представленных на рис. 2-5 зависимостях является h_1 / h_2 (1 - $h_1 / h_2 = 99$; 2 - $h_1 / h_2 = 9$; 3 - $h_1 / h_2 = 4$; 4 - $h_1 / h_2 = 1$; 5 - $h_1 / h_2 = 0,25$; 6 - $h_1 / h_2 = 1/9$; 7 - $h_1 / h_2 = 1/99$).

Качественно характер зависимостей для РИП Н- и Е-типа практически не отличается и количественно, в первую очередь, несет отпечаток специфики взаимодействия поля этих видов колебаний с диэлектриком, имеющим существенные СВЧ потери [12,13].

На рис. 4, а,б и рис. 5, а,б представлены вытекающие из оценок по результатам рис. 2 и 3 зависимости от N эффективных значений электрической проницаемости и тангенса угла потерь, устанавливаемых для этих же РИП с представлением объекта однородным, с толщиной $N(h_1 + h_2) / \lambda_0$. Для значений параметра $h_1 / h_2 = 1/99$ это фактически зависимость от толщины однородного образца диэлектрика и их вид подтверждает высокую точность численных оценок ($\varepsilon_{эфф}$ и $\text{tg}\delta_{эфф}$ не зависят от толщины образца). Аналогично при значении параметра $h_1 / h_2 = 99$.

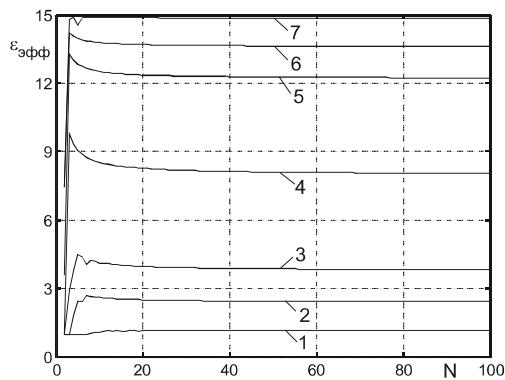


а

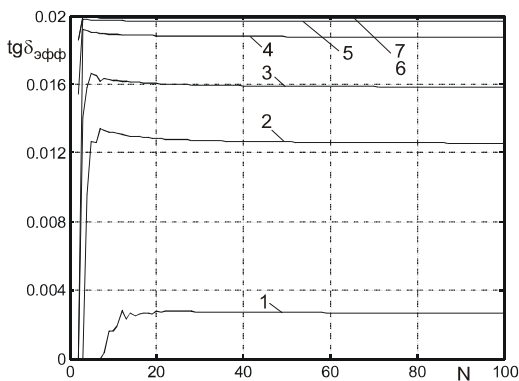


б

Рис. 4. Зависимость изменения $\epsilon_{эфф}$ (а) и $tg\delta_{эфф}$ (б) от количества ячеек N для РИП E_{011} -типа



а



б

Рис. 5. Зависимость изменения $\epsilon_{эфф}$ (а) и $tg\delta_{эфф}$ (б) от количества ячеек N для РИП H_{011} -типа

В целом же, за исключением указанных предельных случаев, эффективные значения диэлектрических параметров моделируемого объекта зависят от толщины полного набора ячеек N и типа РИП. Однако для РИП с H_{011} видом колебаний (отсутствие нормальной к многослойной структуре составляющей СВЧ электрического поля) зависимости монотонны и насыщаются при небольших N .

Для РИП E -типа зависимости имеют, как правило, экстремумы и не обнаруживают устойчивого насыщения даже при высоких значениях N .

Обширные численные исследования показывают, что это отличие для РИП H - и E -типа наблюдается при разных значениях ϵ_2 ; $tg\delta_2$; $(h_1 + h_2)/\lambda_0 \ll 1$ и параметра θ . Отсюда можно заключить, что суть его определяется вкладом нормальной составляющей электрического поля. Следовательно, допущение о качественной эквивалентности структуры поля и структуры объекта при исследовании эффективных значений диэлектрических параметров дисперсных объектов имеет физический смысл.

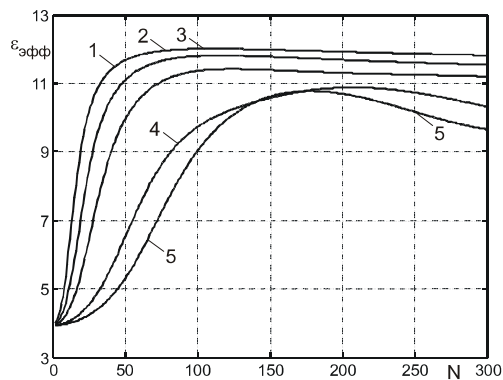
Таким образом, возникает предположение, что для РИП E -типа закономерности зависимостей $\epsilon_{эфф}$ дисперсных и многослойных сред от параметров их компонент (удельного объема, диэлектрических характеристик частиц и окружающей среды) равнозначны при соблюдении эквивалентности средних геометрических размеров и толщины моделирующих слоев. По крайней мере, такое моделирование обеспечит установление приближенного вида зависимостей, а их точное количественное представление можно определить из эксперимента. Масштабы его в этом случае не будут столь велики, как общепринято [14,15].

В частности, из представленных на рис. 4 а,б зависимостей можно сделать два важных вывода:

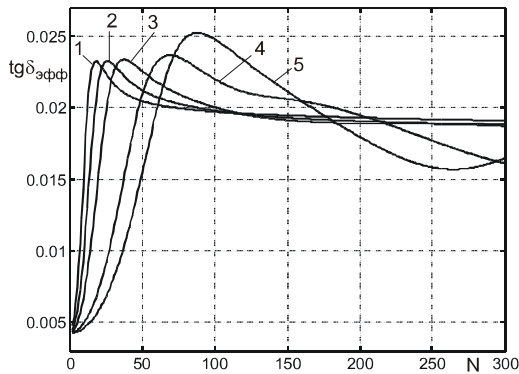
- взаимодействие дисперсных сред с СВЧ электромагнитным полем даже при весьма сильном соотношении $h_i/\lambda_0 \ll 1$ имеет нелокальный характер. Следовательно, измеряемые эффективные диэлектрические параметры в общем случае зависят от структуры поля измерительного преобразователя (резонаторного, волноводного и др.);

- при высокой плотности дисперсных сред (удельный объем воздушных прослоек меньше 20%) зависимость $tg\delta_{эфф}$ от плотности существенно менее выражена по сравнению с зависимостью $\epsilon_{эфф}$ и значит можно говорить о существовании области инвариантности $tg\delta_{эфф}$ к плотности среды.

Для дальнейшей конкретизации возможностей разработанной модели важно определиться с выбором параметра N в ней, определяющим однозначность численных оценок и условий практической реализации измерений $\tilde{\epsilon}_{эфф}$. В этом плане весьма полезными оказались результаты численных исследований зависимостей $\epsilon_{эфф}$ от параметра θ , представленные на рис. 6 а,б. Из них очевидно, что при $\theta < 0,2$ и $N > 10^2$ $\epsilon_{эфф}$ и $tg\delta_{эфф}$ имеют установившиеся значения, однозначно характеризующие объект.



а



б

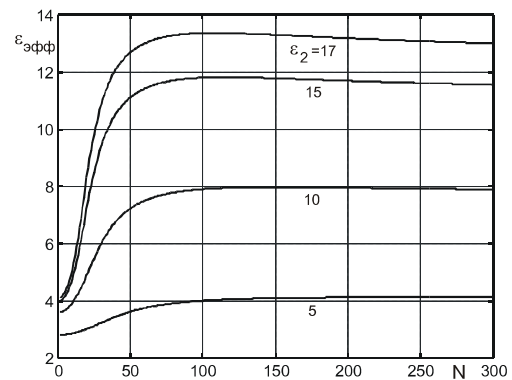
Рис. 6. Зависимость изменения $\varepsilon_{эфф}$ (а) и $tg\delta_{эфф}$ (б) от количества ячеек N для РИП E_{011} -типа при: 1 - $\theta = 0,05$; 2 - $\theta = 0,1$; 3 - $\theta = 0,2$; 4 - $\theta = 0,6$; 5 - $\theta = 0,95$

В развитии представлений о возможностях рассматриваемой модели на рис. 7 а, б изображены зависимости $\varepsilon_{эфф}$ и $tg\delta_{эфф}$ дисперсной однокомпонентной среды для различных значений ε_2 и $tg\delta_2$ частиц при $\theta = 0,1$ и $h_2/h_1 = 4$. Обращает на себя внимание отсутствие зависимости $\varepsilon_{эфф}$ от $tg\delta_2$ и инвариантность $tg\delta_{эфф}$ к ε_2 при $N > 10^2$. Ее существование может оказаться весьма полезным при попытке осуществления абсолютной (безэталонной) градуировки диэлькометрических средств диагностики объектов.

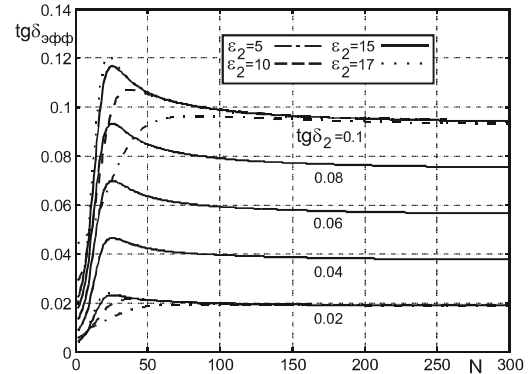
На рис. 8 представлены полезные, на наш взгляд, зависимости $\varepsilon_{эфф}$ и $tg\delta_{эфф}$ от параметра дисперсности h_2/λ_0 при постоянной плотности $h_1/h_2 = 0,25$. Из этих оценок следует инвариантность $tg\delta_{эфф}$ в рассмотренном диапазоне h_2/λ_0 к степени дисперсности. Этот вывод имеет также важное практическое значение.

4. Заключение

Таким образом, аргументированы достаточная адекватность и эффективность численно-аналитической модели комплексной диэлектрической проницаемости мелкодисперсных сред на СВЧ, базирующейся на принципе физической эквивалентности взаимодействия дисперсных сред с квазиоднородным полем и многослойных сред с существенно неоднородным полем. В этом принципе основное значение имеет отражение роли нормальной к поверхности частицы электрической составляющей СВЧ поля.



а



б

Рис. 7. Зависимость изменения $\varepsilon_{эфф}$ (а) и $tg\delta_{эфф}$ (б) от количества ячеек N для РИП E_{011} -типа

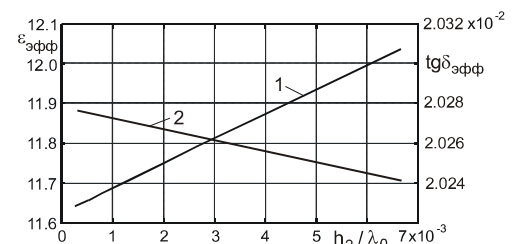


Рис. 8. Зависимость $\varepsilon_{эфф}$ (1) и $tg\delta_{эфф}$ (2) от параметра дисперсности h_2/λ_0

Доказана нелокальность взаимодействия, присутствующая в общем случае всем первичным измерительным преобразователям, применяемых в СВЧ диэлькометрии.

Найдены условия моделирования и постановки практических измерений, при которых обе составляющие комплексной диэлектрической проницаемости структурно-неоднородных объектов имеют слабый вклад нелокальной части взаимодействия. Показано, что $tg\delta_{эфф}$ может быть инвариантным в отличие от $\varepsilon_{эфф}$ к вариации плотности среды, ε_1 компонент и их дисперсности в некоторой области.

Литература: 1. *Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделия*. Справочник под ред. проф. В.В. Ключева. М.: Машиностроение, 1986. Т. 1, 2. 486 с., 351 с. 2. *Industrial Microwave sensors*. E.G. Nyfors, P. Vainikainen Artech House, Inc. 1989. 350 p. 3. *Попанов А.А.* Измерение влажности газов на основе диэлектрических методов // *Измерительная техника*, 1985. №6. С. 48-50. 4. *Бензарь В.К.* Техника СВЧ влагометрии. Минск: Вышэйшая школа, 1974. 349 с. 5. *Истатуллаев П.П.* Сверх-

высокочастотная влагометрия // Измерения, контроль, автоматизация, 1989. 4(72). С. 22-31. **6. Гордиенко Ю.Е., Борщев В.Н., Гуд Ю.И., Серяков А.Н., Черенков А.И.** Безэлектродный входной и межоперационный контроль фотопроводящих материалов // Сб. «Технология», сер. «Технология приборостроения». ЦНТИ «Поиск», 1992. Вып.2. С.32-39. **7. Гордиенко Ю.Е.** Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур // Радиотехника, 1996. Вып. 100. С.253-260. **8. Неразрушающие бесконтактные СВЧ резонаторные методы локального контроля электрофизических параметров полупроводниковых материалов / Ахманаев В.Б., Детинко М.В., Медведев Ю.В. и др. // Дефектоскопия, 1986. №1. С.23-35. **9. Браун В.Б.** Диэлектрики. М.: Ин. Литер, 1961. 326 с. **10. Бреховских Л.М.** Волны в слоистых средах. М.: АН СССР, 1957. **11. Гордиенко Ю.Е.** Определение характеристик объемных резонаторов со слоистым заполнением // Радиотехника, 1982. Вып. 60. С.17-23. **12. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И.** Взаимодействие электромагнитного поля СВЧ резонаторов с полупроводником через отверстие в стенке // Радиотехника, 1983. № 67. С.85-90. **13. Гордиенко Ю.Е., Овчаренко Л.А.** Характеристики объемных СВЧ резонаторов, апертурно нагруженных слоистой полупроводниковой средой // Радиотехника, 1988. Вып. 85. **14. S. Trabelsi, A.W.Krazzewski, S.O.Nelson.** New density – independent calibration function for microwave sensing**

of moisture content in particulate materials //IEEE Trans. Instrum. Meas. 1998. V. 47, № 3. P. 622. **15. Y. Zhang, S. Okumura.** New density independent moisture measurement using microwave phase shifts of two frequencies // IEEE. Trans. Instrum. Meas. 1999. V. 48, № 6. P.1208-1211.

Поступила в редколлегию 18.11.2004

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Фисун А.И.

Гордиенко Юрий Емельянович, д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: микроэлектроника, неразрушающий контроль материалов и изделий. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 70-21-362.

Герасимов Владимир Петрович, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: компьютерное моделирование в электронике. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 70-21-362.

Хаммуд Фади Мохамед, аспирант кафедры микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: микроэлектроника, неразрушающий контроль материалов и изделий. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр.Ленина, 14, тел.: (0572) 70-21-362.

УДК 621.382.323

МОДЕЛЬ ПТШ СУБМИКРОННЫХ РАЗМЕРОВ НА КРЕМНИИ.

ЧАСТЬ 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

ЗУЕВ С.А., СТАРОСТЕНКО В.В., ТЕРЕЩЕНКО В.Ю., ЧУРЮМОВ Г.И., ШАДРИН А.А.

Описываются результаты расчета входных и выходных статических характеристик полупроводниковых приборов на основе Si.

Физические и геометрические характеристики модели

Расчеты проводились для ПТШ n-типа на Si, работающих на частотах свыше 50 ГГц, с эффективными длинами затвора – 60, 200 и 300 нм; уровни легирования слоев Si: $n^- = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ в буферном слое, $n = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ в канале, $n^+ = 10^{24} \text{ м}^{-3}$ в контактном слое. Материал металлизации затвора – Au с подслоем из W. Геометрия моделируемого транзистора представлена на рис.1. Все расчеты проводились для транзистора, включенного по схеме с общим истоком и нагруженного активным сопротивлением.

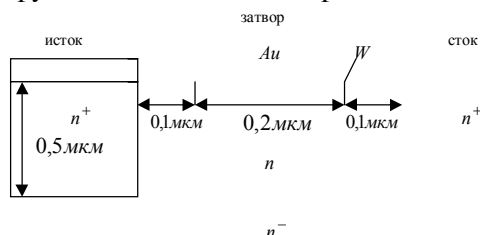


Рис.1. Геометрия моделируемого ПТШ транзистора
РИ, 2004, № 4

Методика проведения численного эксперимента

Используя программу численного моделирования полевого транзистора, необходимо для получения статических характеристик вычислять и анализировать статические и динамические процессы в приборе на каждом временном шаге [1].

Статические и динамические характеристики моделируемого прибора вычисляются по токам на электродах при приложенном к ним фиксированном напряжении. Полный ток на электроде состоит из конвекционного тока (тока частиц) и тока смещения, которые получаются соответственно из первого и второго членов в выражении:

$$Q(t) = q \cdot (N_a - N_i) + \epsilon \epsilon_0 \int E_y(x, t) dx,$$

где интеграл берется по поверхности электрода и q – заряд, приходящийся на 1 м макрочастицы ($q = -enL_xL_y / \epsilon N$, где n – плотность легирования; L_x, L_y – размеры области легирования; ϵ – относительная диэлектрическая постоянная; N – число моделируемых частиц); N_a – полное число частиц, поглощенных к моменту времени t ; N_i – полное число частиц, инжектированных к моменту времени t ; $E_y(x, t)$ – электрическое поле в рабочей области прибора в момент времени t в точке x .

В процессе этой фазы расчета, когда рассматривается полный поток заряда, частицы рассматриваются как двумерные заряженные стержни или макрочастицы.

Начальным условием численного эксперимента будет состояние с нейтрализованным зарядом. Частицы распределены однородно в легированной эпитаксиальной области для нейтрализации примесного заряда. Их координаты получаются с помощью генератора случайных чисел с однород-