

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИСТЕМ ПОМЕЩЕНИЯ ОБРАЗЦОВ В СВЧ РЕЗОНАТОРНЫХ ДАТЧИКАХ С КОАКСИАЛЬНОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ АПЕРТУРОЙ

Введение

Для проведения исследований биологических систем широко используются методы бесконтактной СВЧ диагностики, основанные на зависимости эффективной диэлектрической проницаемости биообъекта от его молекулярной структуры, а также от содержания свободной и связанной воды.

В медицинской практике уменьшение объемов клинических проб пациентов снижает их стрессовые нагрузки при диагностике и лечении. Диэлектрометрия в СВЧ диапазоне требует использования образцов заданной формы и объема. Поэтому при использовании СВЧ методов возникает проблема уменьшения необходимых размеров исследуемого образца при сохранении метрологических характеристик. Для этого необходимо решить задачу создания устройств, которые локализуют электромагнитное поле, повышают пространственное разрешение при сохранении чувствительности. Одним из путей решения такой задачи является применение ближнеполевой микроволновой микроскопии, в основе которой лежит использование микрозондовых структур, которые формируют локализованные электромагнитные поля, взаимодействующие с исследуемыми объектами [1]. Пространственная разрешающая способность при этом определяется не длиной волны микроволнового излучения, а конструкцией микрозонда и может достигать наноразмерного уровня.

Как и в случае традиционных методов бесконтактной СВЧ диагностики, максимальная чувствительность измерений у микроволновой микроскопии достигается при использовании резонаторных измерительных преобразователей (РИП). Информация о характеристиках исследуемых объектов и их изменениях будет получена в виде текущих значений резонансной частоты и добротности РИП. Таким образом, устройствами, определяющими основные метрологические характеристики измерителя в целом, будут РИП с зондовой структурой и система измерения его добротности и резонансной частоты.

При создании измерительных РИП одной из основных задач становится задача теоретической градуировки. Ее решение может быть основано на строгом описании распределения электромагнитного поля в системе РИП-образец. Но, поскольку строгое аналитическое представление поля в настоящее время невозможно, то задачами данной работы ставится сравнение приближенного аналитического и численного решений для наиболее перспективных конструкций диэлектрометрических датчиков, а также анализ физических факторов в реальных конструкциях с целью их дальнейшего совершенствования.

Основные положения метода оценки неоднородных дисперсных сред на СВЧ

Электродинамика слоисто-разнородных сред благодаря координатности объекта в научном отношении развита более глубоко, чем, например, дисперсных [2]. Эффективная диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon}_{эфф}$ структурно-неоднородных сред, хоть и представляется интегральной характеристикой (физической величиной), инвариантна как к структуре объекта измерений, так и к структуре электромагнитного поля, создаваемого зондирующей системой. Последнее обстоятельство связано с нелокальностью взаимодействия поля и объекта. Поэтому появляется зависимость $\tilde{\epsilon}_{эфф}$ от структуры, как объекта, так и электромагнитного поля. Ниже это утверждение будет подтверждено численным исследованием строгой электродинамической модели удобных для теории реальных объектов.

С другой стороны, качественный характер структуры объекта (типа – слоистость, дисперсность) проявляется во взаимодействии с электромагнитным полем через вклады нор-

мальной и тангенциальной составляющих электрической компоненты поля. Тогда существует некоторая качественная эквивалентность для $\tilde{\epsilon}_{\phi\phi}$ структуры поля и объекта. Поэтому 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 должно иметь как тангенциальную, так и нормальную электрическую составляющую.

Модели СВЧ РИП с коаксиальной измерительной апертурой

В СВЧ диэлектromетрии слоисто-разнородных сред широкое распространение получили резонаторные способы измерений и соответствующие им первичные РИП. В частности, для измерений параметров слоистых образцов весьма эффективны четвертьволновые РИП с коаксиальной измерительной апертурой (КИА) [2, 3].

Структуры РИП с КИА можно разделить на открытые и закрытые. Они схематично представлены на рис.1. Здесь I – область резонатора (может быть заполнена диэлектриком с ϵ_a^I), II – воздушный зазор (не прикасаться к образцу, может отсутствовать), III – исследуемый образец с комплексной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}^{III} = \epsilon^{III} \epsilon_0 (1 - i \operatorname{tg} \delta^{III})$, за образцом расположен экран.

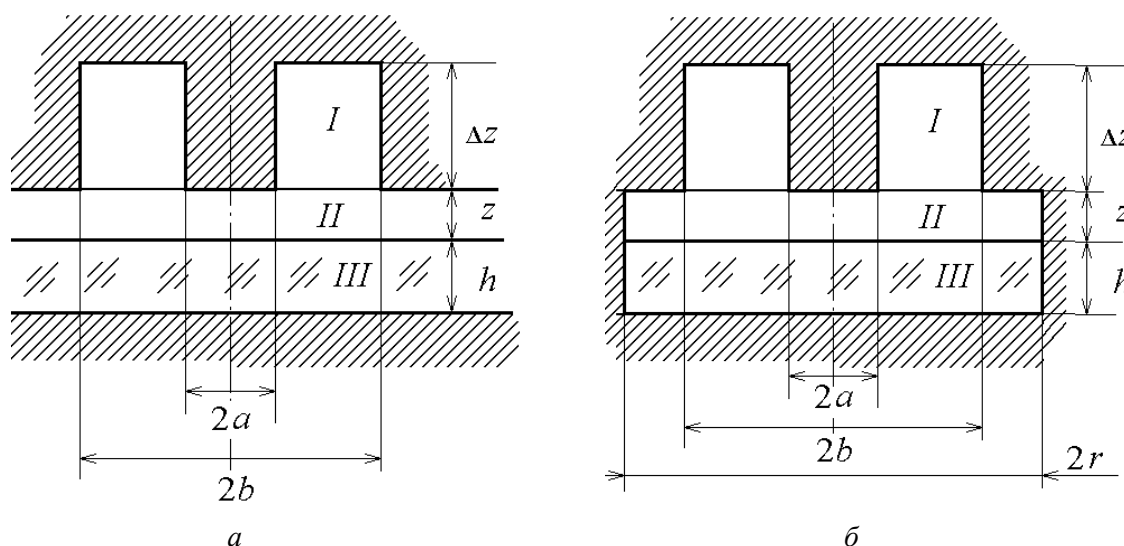


Рис. 1. Конструкции электродинамической системы четвертьволновой резонатор-образец:
a – открытого типа, *б* – закрытого типа

Аналитическая модель РИП с КИА построена методом частичных областей с использованием граничных соотношений для компонент поля. В ее основе положены тензорные функции Грина для цилиндрических систем [4, 5]. Благодаря выбору основного типа колебаний резонатора и осесимметричности системы в ней существует только азимутальная составляющая магнитного поля ($H_\phi(r, z)$). Электрическая компонента имеет радиальную составляющую ($E_r(r, z)$) и осевую ($E_z(r, z)$), которая наиболее сильна вблизи апертуры. В резонаторной камере и толще образца радиальная составляющая ослабевает и равна нулю у металлических торцов системы. Поэтому для составления аналитической модели в качестве функций источников выбраны тангенциальные составляющие на границах – $E_r(r, z_{1,2})$. Тогда, согласно [4], для магнитного поля над и под верхней плоскостью образца имеем:

$$H_{\varphi}(z_1 + 0, r) = -i\omega \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} J_1(\kappa r) J_1(\kappa r') \frac{\kappa r'}{\gamma_2} [E_r(r', z_1) \operatorname{cth}(\gamma_2 z) - E_r(r', z_2) \operatorname{cosech}(\gamma_2 z)] dr' d\kappa, \quad (1)$$

$$H_{\varphi}(z_1 - 0, r) = i\omega \tilde{\varepsilon}^{III} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} J_1(\kappa r) J_1(\kappa r') \frac{\kappa r'}{\gamma_3} E_r(r', z_1) \operatorname{cth}(\gamma_3 h) dr' d\kappa, \quad (2)$$

где γ_2, γ_3 – поперечные волновые числа, $\gamma_{2,3} = \sqrt{\kappa^2 - \tilde{\varepsilon}_{2,3} k_0^2}$; $\tilde{\varepsilon}_{2,3}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость слоя; k_0 – волновое число в свободном пространстве.

Приравнивая (1) и (2) и, учитывая, что интегралы будут равны, когда равны подынтегральные функции, можно выразить компоненту $E_r(r', z_1)$ на плоскости образца через $E_r(r', z_2)$ на плоскости апертуры:

$$E_r(r', z_1) = E_r(r', z_2) \frac{\gamma_3 \operatorname{cosech}(\gamma_2 z)}{\tilde{\varepsilon}^{III} \gamma_2 \operatorname{cth}(\gamma_3 h) - \gamma_3 \operatorname{cth}(\gamma_2 z)} = E_r(r', z_2) \cdot K_{12}. \quad (3)$$

Теперь магнитное поле выражается только через $E_r(r', z_2)$ и при подстановке (3) в (1) и (2) интегрирование по радиусу можно ограничить интервалом от b до a (рис.1, a).

Магнитное поле под плоскостью апертуры также выражается только через $E_r(r', z_2)$:

$$H_{\varphi}(z_1 - 0, r) = -i\omega \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} J_1(\kappa r) J_1(\kappa r') \frac{\kappa r'}{\gamma_2} E_r(r', z_2) [K_{1,2} \cdot \operatorname{cosech}(\gamma_2 z) - \operatorname{cth}(\gamma_2 z)] dr' d\kappa. \quad (4)$$

Поле над плоскостью апертуры также выражается только через $E_r(r', z_2)$:

$$H_{\varphi}(z_1 + 0, r) = -i\omega \varepsilon \int_a^a \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^M k_n^2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r, a) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r', a) \frac{r'}{\gamma_{1n}} E_r(r', z_2) \operatorname{cth}(\gamma_{1n} \Delta z) dr', \quad (5)$$

где $\chi_n(r, a)$ – радиальные функции; λ_n^M – нормы радиальных функций; k_n – корни уравнения $N_0(k_n b) J_0(k_n a) - J_0(k_n b) N_0(k_n a) = 0$; γ_{1n} – поперечные волновые числа: $\gamma_{1n} = \sqrt{k_n^2 - \tilde{\varepsilon}_i k_0^2}$; J_m, N_m – функции Бесселя и Неймана соответственно.

При $n = 0$ для радиальной функции χ имеет место [5]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_0(r, a) = \frac{1}{r}. \quad (6)$$

Ее норма

$$\lambda_0^M = \ln \frac{a}{b}. \quad (7)$$

При $n \neq 0$ для радиальной функции χ_n справедливо [4]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r, a) = k_n [N_1(k_n r) J_0(k_n a) - J_1(k_n r) N_0(k_n a)] . \quad (8)$$

Ее норма:

$$\lambda_n^M = \frac{b^2}{2} [N_0(k_n a) J_1(k_n b) - J_0(k_n a) N_1(k_n b)]^2 - \frac{a^2}{2} [N_0(k_n a) J_1(k_n a) - J_0(k_n a) N_1(k_n a)]^2 . \quad (9)$$

В этом случае в соответствии с граничными условиями для компонент магнитного поля также $H_\varphi(z_1 - 0, r) = H_\varphi(z_1 + 0, r)$. Но провести процедуру, аналогичную той, которая позволила получить выражение (3), в данном случае невозможно, поскольку модовый спектр поля в коаксиале дискретный. Поэтому для составления аналитической модели можно воспользоваться приближением заданного поля (Given Field Method – GFM). Погрешность использования такого приближения обсуждалась в [6].

Численная модель основана на широко используемом в современных программных продуктах методе конечных элементов (Finite Elements Method – FEM), поэтому отдельного описания не требует.

Решение задачи теоретической градуировки РИП с КИА требует учета и эффективного подавления влияния мешающих факторов различной природы. При этом особое внимание нужно уделить излучению из открытого конца резонаторного датчика, поскольку этот эффект является следствием волновой природы процессов в системе резонатор-образец. В частности, в работе [3] было отмечено, что при расчетах в квазистатическом приближении параметров КИА и РИП в целом наблюдается появление значительной систематической ошибки вследствие пренебрежения потерь на излучение.

В [7] дана оценка влияния потерь на излучение на интегральные характеристики РИП с КИА для области значений электрофизических параметров объектов диагностики, в которой эти потери наиболее существенны, и определена доля СВЧ энергии, излучаемой в зазор.

Для дальнейшего уточнения доли потерь энергии СВЧ поля, излучаемого в зазор, необходимо рассмотреть поведение некоторых интегральных характеристик РИП с КИА в двух случаях: когда излучение принципиально невозможно (структура с замкнутыми границами), и для реальной структуры, в которой могут возникать потери на излучение. Анализ показывает, что такими характеристиками являются фундаментальные сигналы измерительной информации (ФСИИ) – отношения изменений резонансной частоты и добротности системы.

Расчет ФСИИ структуры, изображенной на рис. 1, а, которая моделирует реальную конструкцию электродинамической системы резонатор-образец, неограниченной в радиальном направлении в области образца, проводился с помощью приближения заданного поля. Расчет закрытой структуры (рис. 1, б) проведен с помощью численного решения методом конечных элементов, заданного на собственные значения для уравнений Гельмгольца в осесимметричной области, границы которой заданы идеально проводящими. Ограничивающий радиус в этой модели выбирается из условия отсутствия паразитных типов колебаний в зоне расположения образца. По полученным собственным значениям определяются резонансная частота и добротность системы.

Анализ результатов численного моделирования СВЧ РИП

Рассмотрим сначала результаты расчетов для конструкции без зазора. На рис. 2 приведены зависимости отношений $\Delta Q / Q$ от электрофизических параметров образца, рассчитанные методами заданного поля и конечных элементов. Индекс "no gap" означает, что расчеты проводились для структуры без зазора. Для удобства по одной из осей приведен логарифм тангенса угла диэлектрических потерь в образце. Расчеты проводились при следующих значениях геометрических параметров резонатора: $a/b = 0,1$; $z/b = 0,1$ (в конструкции

с зазором); $h/b = 0,3$; $b/\lambda = 0,3$. Более высокое значение $\Delta Q/Q$ при расчетах для бесконечного образца поясняется тем, что к потерям, которые внесены в электродинамическую систему образцом, подаются потери на излучение в объем образца.

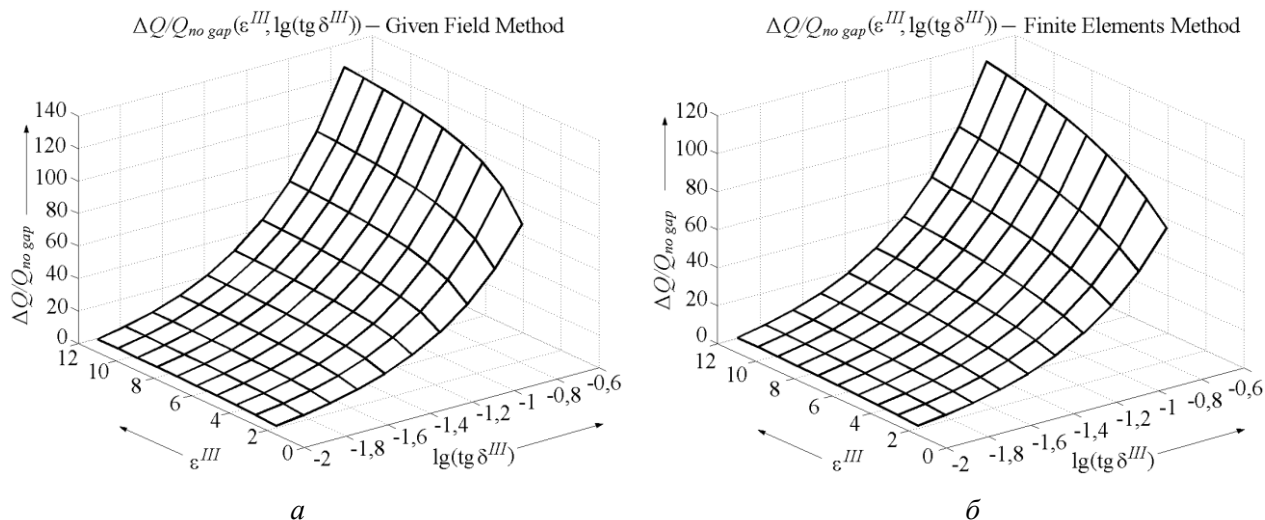


Рис. 2. Зависимости $\Delta Q/Q$ от электрофизических параметров образца

Одновременно следует отметить, что наличие хорошего совпадения результатов оценки ФСИИ при разных подходах свидетельствует о высокой достоверности обоих вариантов.

На рис. 3 приведены графики $\Delta Q/Q$ при тех же координатах, рассчитанные для конструкции с зазором (индекс "gap").

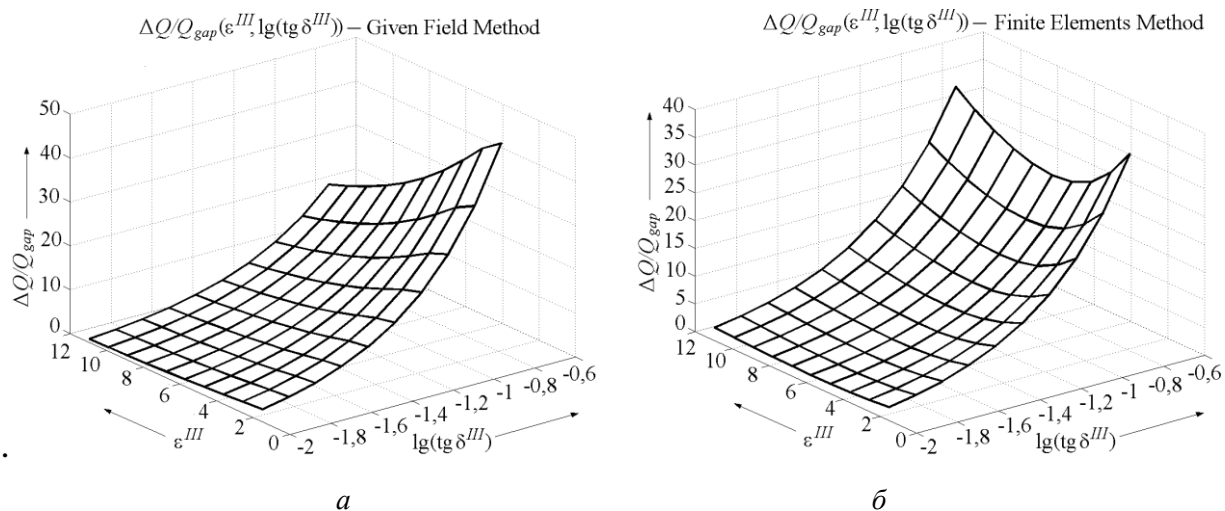


Рис. 3. Зависимости $\Delta Q/Q$ от электрофизических параметров образца для конструкции и зазором

В отличие от предыдущих зависимостей (рис. 2), здесь очевидно как качественное, так и количественное расхождение результатов. В этом случае в области малых потерь также справедливо соотношение $\Delta Q/Q_{GFM} > \Delta Q/Q_{FEM}$, что свидетельствует о значительной роли потерь на излучение при формировании ФСИИ. Однако при увеличении диэлектрической проницаемости и потерь сигнал, рассчитанный для закрытой структуры, значительно больше, чем сигнал для открытой структуры. Существенное качественное расхождение полученных зависимостей в области больших значений диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь можно трактовать в общих соображениях наличием вклада волновых

процессов, которые учитывают при расчетах открытых систем, в то время как в закрытых системах рассматривается только колебательный процесс.

Для количественной оценки расхождений рассмотрим отношения ФСИИ, полученных для закрытой (cls) и открытой (opn) систем. Так, для отношения измерений добротности эта величина имеет вид

$$\Delta Q_{no-gap} = \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{no-gap}^{cls} / \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{no-gap}^{opn}, \quad \Delta Q_{gap} = \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{gap}^{cls} / \frac{\Delta Q}{Q} \Big|_{gap}^{opn}. \quad (10)$$

На рис. 4 приведены графики зависимостей этих величин от электрофизических параметров образца.

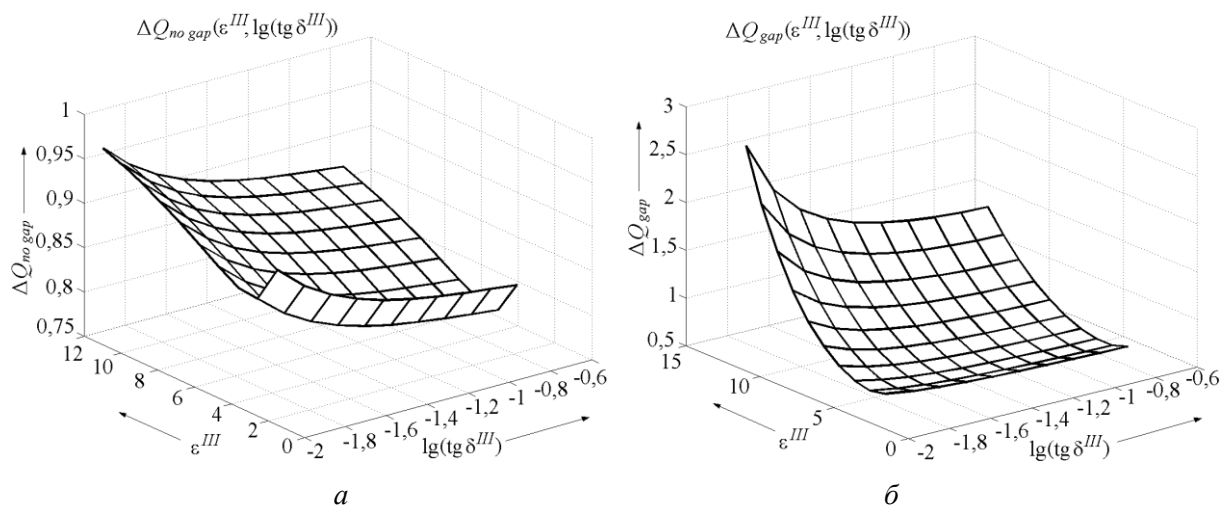


Рис. 4. Зависимости ФСИИ от электрофизических параметров образца

Следует обратить внимание, что в конструкциях без зазора в закрытой системе сигнал меньше, чем в открытой. При этом рост потерь в образце и уменьшение его диэлектрической проницаемости приводит к росту расхождения этих сигналов. В закрытой конструкции с зазором результат расчета почти везде больше, но есть область значений электрофизических параметров, при которых $\frac{\Delta Q}{Q}_{cls} < \frac{\Delta Q}{Q}_{opn}$. Таким образом, анализ рис. 4 свидетельствует о

проблемности определения влияния излучения в зазор на ФСИИ РИП.

Преимущество закрытой системы с зазором в этом случае однозначно свидетельствует о неадекватности моделирования РИП КИА в виде конструктивов, изображенных на рис. 1, б. Обнаруженный факт повышения уровня сигнала заслуживает внимания.

Влияние волновой компоненты на ФСИИ систем с преобладающим колебательным процессом, можно качественно и количественно оценить, исследуя в первую очередь зависимость чувствительности от диэлектрической проницаемости среды. Именно эта зависимость может существенно отличаться для колебательного и волнового процессов взаимодействия.

Для оценки чувствительности РИП с КИА рассмотрим зависимость вида

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\Delta Q}{Q} \right) = F(\varepsilon, \text{tg } \delta) \text{ для анализируемых моделей РИП КИА (рис. 5).}$$

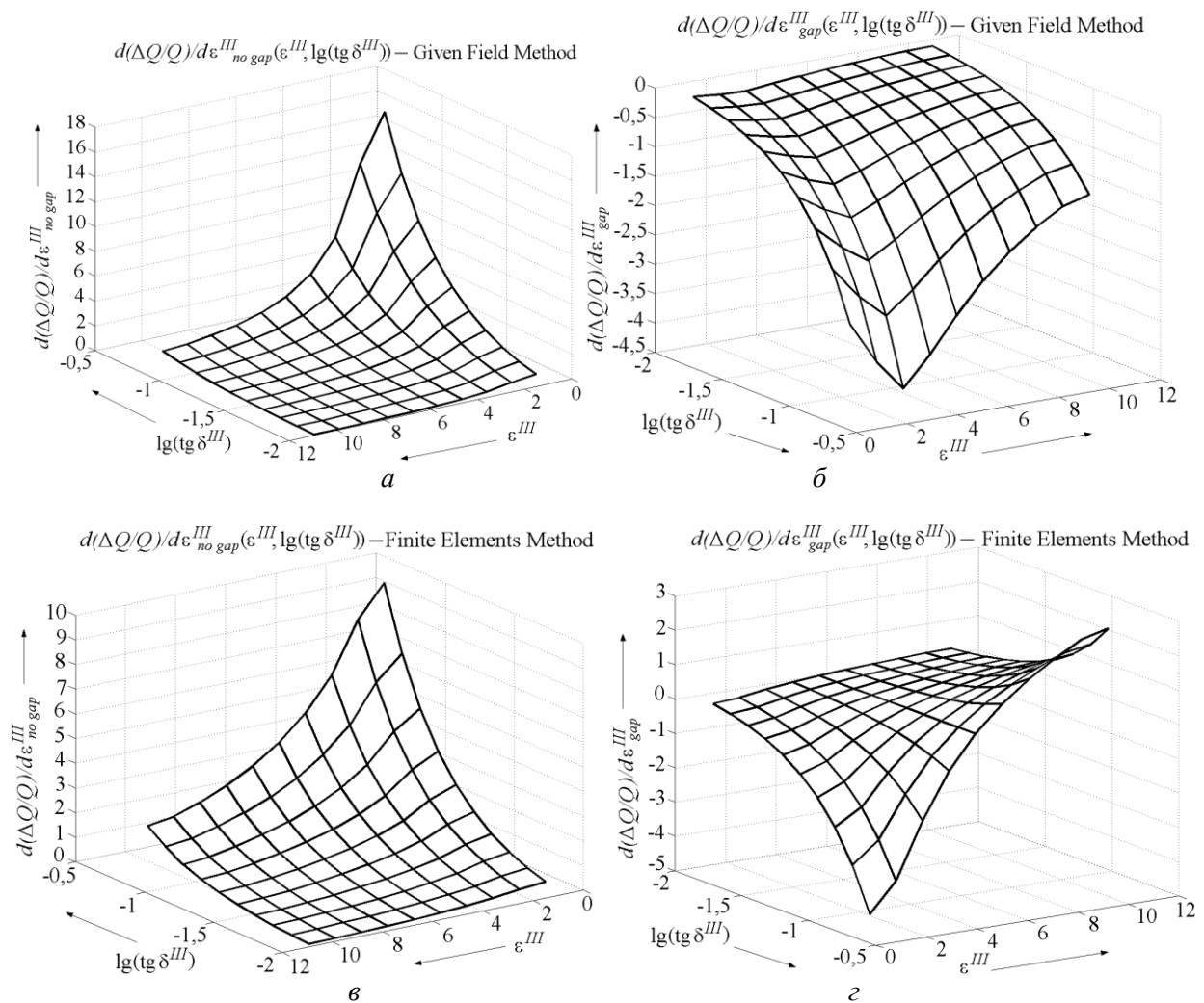


Рис. 5. Зависимость параметра чувствительности от электрофизических параметров

На представленных графиках обращает внимание тот факт, что параметр чувствительности имеет разный знак для конструкций без зазора и с зазором. Причем это наблюдается как у открытых, так и у закрытых систем.

Количественное расхождение результатов для этих моделей можно трактовать с позиций вклада волнового процесса. Как и следовало ожидать, это расхождение больше для конструкций с зазором.

Выводы

Разработанная и реализованная расчетная модель СВЧ резонаторного измерительного преобразователя с коаксиальной апертурой позволила определить излучение из открытого конца резонаторного датчика как важный фактор, определяющий погрешность теоретической калибровки данного типа датчиков. Он является следствием волновой природы процессов в системе резонатор-образец и в общем случае должен быть эффективно подавлен.

Однако в некоторых случаях образование стоячих волн в закрытой системе может частично увеличить чувствительность РИП, но при этом существенно усложняется процесс выделения полезной информации.

Список литературы: 1. *Chen L.F.* Microwave Electronics. Measurements and Materials Characterization / *Chen L.F., Ong C.K., Neo C.P.* et al. // John Wiley & Sons, Ltd., 2004. – 537p. 2. *Гордиенко Ю.Е.* Резона-

торные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур / Гордиенко Ю.Е. // Радиотехника. – 1996. – вып. 100. – С. 253-260. 3. *Гордиенко Ю.Е.* Оценка численно-аналитических моделей СВЧ резонаторных датчиков с коаксиальной измерительной апертурой / Гордиенко Ю.Е., Петров В.В., Фади Мохамад Хаммуд // Радиотехника. – 2005. – № 140. – С. 156-162. 4. *Панченко Б. А.* Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей / Б. А. Панченко // Радиотехника. – 1970. – Вып. 15. – С. 82-91. 5. *Tai C.T.* Dyadic Green's functions for a coaxial line / C. T. Tai // IEEE Trans. of Antennas and Propagation. – 1983. – Vol. 48, N 2. – P. 355–358. 6. *Panchenko A.Yu.* Modeling a Small Aperture Resonator Type Microwave Meter of Substance Parameters // Telecommunications and Radio Engineering. Electrodynamics. Begell Hous, Inc., New York, NY, (USA). – 1998. – Vol.52, N8. 7. *Гордиенко Ю.Е.* Численная оценка потерь на излучение в СВЧ резонаторных датчиках с коаксиальной апертурой / Гордиенко Ю.Е., Петров В.В. // Радиотехника. – 2006. – №146. – С. 187-191.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 07.10.2013