РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2019, том 64, № 9, с. 926–929

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 621.382+621.391.822

ВЫДЕЛЕНИЕ ЕМКОСТНЫХ ТОКОВ ПРИ ДИАГНОСТИКЕ НЕОДНОРОДНОГО АНИЗОТРОПНОГО ОБРАЗЦА

С. Г. Дмитриев*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Российская Федерация, 141190 Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

**E-mail: sgd@ms.ire.rssi.ru*

Поступила в редакцию 25.06.2018 г.
После доработки 25.06.2018 г.
Принята к публикации 27.07.2018 г.

Определены формулы, описывающие вклад, вносимый емкостными токами в измеряемый во внешней цепи ток при диагностике неоднородных анизотропных образцов с медленно меняющимися параметрами.

DOI: 10.1134/S0033849419090080

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее важными компонентами современных полупроводниковых структур и приборов часто являются диэлектрики. К сожалению, они же бывают и наиболее уязвимыми частями приборов. Поэтому развитие современных технологий в свое время потребовало создания оригинальных высокочувствительных методов контроля, в особенности методов электрофизической диагностики (см., например, [1–3]). Деградация диэлектриков связана с возникновением дефектов, среди которых особую роль играют заряженные и дипольные дефекты. Но особенно коварны в своих проявлениях подвижные ионы в тонких диэлектрических пленках [1–8]. При исследовании ионов (и зарядов вообще) в диэлектриках представляют интерес токи, которые наводятся в электродах двигающимися в образце зарядами. Однако эти токи при измерениях могут сильно маскироваться сопутствующими емкостными токами. Поэтому для определения полезного сигнала необходимо выделение емкостных токов из общего измеряемого сигнала (см., [2, 5, 6] и цитированную там литературу).

Задачи такого рода имеют достаточно общий характер. При их решении полезны формулы, описывающие связь между зарядами и токами в вакууме или в диэлектрике, с одной стороны, и токами, измеряемыми во внешней цепи, – с другой. Такие формулы рассматривалась в ряде работ для различных применений [9–21]. Впервые вклад в ток от двигающегося в вакууме одиночного заряда изучался в самом общем виде (для произвольного числа электродов) в работах [9, 10] (теорема Рамо) в связи с дробовыми шумами в вакуумных электронных приборах. Обобщения этих результатов использовались для анализа работы вакуумных сверхвысочастотных (СВЧ) приборов во многих статьях и монографиях (см., например, [11–17] и цитированную там литературу). Применения к структурам с диэлектриками рассматривалось в работах [18–20] для описания датчиков жесткого излучения [18–21]. Вопросы диагностики структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП), интегральных схем и анизотропных образцов изучали в работах [5–8].

В данной работе найдены формулы, которые определяют вклад емкостных токов в измеряемые во внешней цепи токи, возникающие при изменении различных параметров исследуемого неоднородного анизотропного образца.

1. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ИЗМЕРЯЕМЫМИ ВО ВНЕШНЕЙ ЦЕПИ ТОКАМИ И ПАРАМЕТРАМИ НЕОНОРОДНОГО АНИЗОТРОПНОГО ОБРАЗЦА

Рассмотрим интеграл

$$J_1 = -\iiint \operatorname{div}(\varphi^{(1)}\vec{j}_{\text{п}})dV, \tag{1}$$

где интегрирование проводится по всему пространству, исключая N металлических электродов, а $\vec{j}_{\text{п}}(t,\vec{r})$ – плотность полного тока в исследуемом образце, которая описывается известной формулой

$$\vec{j}_{\text{п}} = \vec{j} + \partial\vec{D}/\partial t. \tag{2}$$

Здесь $\vec{j}(t,\vec{r})$ – плотность конвективного тока, $\vec{D}(t,\vec{r})$ – электрическая индукция

$$D_i = \varepsilon_{ij}E_j + P_i, \tag{3}$$

$\varepsilon_{ij}(t,\vec{r})$ – тензор диэлектрической проницаемости, $E_j(t,\vec{r})$ – электрическое поле, $P_i(t,\vec{r})$ – плотность поляризации (по одинаковым тензорным индексам в (3) и ниже предполагается суммирование). Наконец $\varphi^{(1)}(t,\vec{r})$ – вспомогательный потенциал из другой задачи (которая будет выбрана далее), но с теми же электродами.

С помощью формул векторного анализа и равенства $\mathrm{div}\vec{j}_\text{п} = 0$ можно из интеграла (1) получить равенство

$$\sum_{k=1}^{N}\Phi_k^{(1)}I_k = \iiint(\vec{E}^{(1)}\cdot\vec{j}_\text{п})dV, \tag{4}$$

где $\vec{E}^{(1)} = -\mathrm{grad}\varphi^{(1)}$, $\Phi_k^{(1)}(t)$ – потенциал k-го электрода из вспомогательной задачи ($k = 1, 2, ..., N$), I_k – ток, втекающий в k-й электрод из внешней цепи, равный

$$I_k = \partial Q_k/\partial t - i_k. \tag{5}$$

Здесь i_k – ток, втекающий из рассматриваемой области в k-й электрод:

$$i_k = -\iint_{S_k}(\vec{j}\cdot\vec{n})dV, \tag{6}$$

Q_k – заряд k-го электрода, равный

$$Q_k = \iint_{S_k}(\vec{D}\cdot\vec{n})dV, \tag{7}$$

S_k – поверхность k-го электрода, $\vec{n}$ – внешняя нормаль к ней. При выводе (4) предполагалось, что электроды эквипотенциальны, а электрическое поле во вспомогательной задаче потенциально (исследуемые поля могут содержать непотенциальные компоненты). Отметим, что в электрофизических экспериментах традиционно используются квазистационарные режимы (когда поля изменяются достаточно медленно для того, чтобы вторичными эффектами можно было пренебречь). Аналогичное (4) уравнение в вакуумном случае было предложено в [12]. Распространение теории на однородный диэлектрик проводилось в [18, 19]. Дальнейшие обобщения развивались в [5, 6, 20, 22].

Формулу для тока на отдельный (α-й) электрод можно получить, выбирая вспомогательную задачу с $\Phi_k^{(1)} = 0$ при $k \neq \alpha$ и $\Phi_\alpha^{(1)} = \Phi_0 = 1$ В [9, 10]. Она имеет вид

$$\Phi_0 I_\alpha = \iiint(\vec{E}^{(1\alpha)}\cdot\vec{j}_\text{п})dV, \tag{8}$$

где $\vec{E}^{(1\alpha)}$ – поле во вспомогательной задаче в рассматриваемом случае.

Более подробно вывод уравнения (4) и история проблемы были рассмотрены в работе [22]. Здесь же мы сделаем замечание относительно его применения. Модель с разъединенными электродами была предложена в работах [9, 10], авторы которых вычисляли заряды электродов при различных положениях единственного неподвижного точечного заряда. Токи получались потом путем дифференцирования координаты этого заряда по времени. Вопрос о подведении зарядов к электродам в реальной ситуации (вопрос о подводящих ток проводах) остался при этом замаскированным. Оправданием этому может служить то обстоятельство, что электроды со сквозными токами ($I_k = 0$) не дают вклада в левую часть (4). Поэтому, в пренебрежении падением потенциала вдоль провода, можно рассматривать его в качестве "электрода", не меняя вида уравнения (4). В противном случае в левой части (4) появятся более сложные слагаемые с интегралами по неэквипотенциальным поверхностям проводов. Кроме того, учет соединительных проводов (в качестве электродов) препятствует выделению отдельных электродов, как это сделано в уравнении (8). В принципе, можно отнести провода к среде и в прямой и в вспомогательной задачах или только во вспомогательной задаче. Можно, наконец, просто пренебречь их влиянием, как это и делается во многих работах, начиная с [9, 10]. Построения здесь могут быть разными, но в любом случае в хорошем эксперименте влияние проводов устраняется до минимума (а при необходимости паразитные эффекты учитываются дополнительно).

2. ВЫДЕЛЕНИЕ ЕМКОСТНЫХ ТОКОВ

Для выделения емкостных токов из общего измеряемого тока удобно, по аналогии с [5, 6], рассмотреть другой интеграл (по тому же пространству):

$$J_2 = -\iiint\mathrm{div}[\varphi^{(1)}\vec{j}_\text{п} - \frac{\partial}{\partial t}(\vec{D}^{(1)}\varphi)]dV, \tag{9}$$

где $\vec{D}^{(1)}$ – электрическая индукция из вспомогательной задачи, а φ – потенциал в основной задаче. С помощью формул векторного анализа преобразуем это выражение к виду

$$J_2 = \sum_{k=1}^{N}\left[\Phi_k^{(1)}I_k - \frac{\partial}{\partial t}(Q_k^{(1)}\Phi_k)\right], \tag{10}$$

где $Q_k^{(1)}$ – заряд k-го электрода во вспомогательной задаче, а Φ_k – потенциал k-го электрода основной задачи (электроды которой предполагаются эквипотенциальными). Замечание относительно проводов – те же.

Предположим теперь, что заряды (и токи) во вспомогательной задаче отсутствуют, т.е. $\operatorname{div}\vec{D}^{(1)} = 0$. Тогда в результате прямого дифференцирования в (9) получаем

$$J_2 = \iiint \left[\left(\vec{E}^{(1)} \cdot \vec{j}_{\text{п}} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{D}^{(1)} \cdot \vec{E}) \right] dV, \qquad (11)$$

где $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$. Предположим далее, что и среда во вспомогательной задаче та же, т.е. тот же тензор диэлектрической проницаемости (это, конечно, наиболее естественное и традиционно используемое в литературе предположение). Тогда, раскрывая выражение под интегралом в (11) (и опуская здесь и далее поляризацию), получаем

$$J_2 = \iiint \left\{ E_i^{(1)} j_i + E_i^{(1)} \frac{\partial}{\partial t} [(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji}) E_j] - \frac{\partial E_i^{(1)}}{\partial t} \varepsilon_{ji} E_j \right\} dV. \qquad (12)$$

Суммируем последние преобразования:

$$\sum_{k=1}^{N} \Phi_k^{(1)} I_k = \sum_{k=1}^{N} \frac{\partial}{\partial t} (Q_k^{(1)} \Phi_k) + \iiint \left\{ E_i^{(1)} j_i + E_i^{(1)} \frac{\partial}{\partial t} [(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji}) E_j] - \frac{\partial E_i^{(1)}}{\partial t} \varepsilon_{ji} E_j \right\} dV. \qquad (13)$$

Отметим, что симметрия тензора диэлектрической проницаемости определяется принципом симметрии кинетических коэффициентов Онсагёра (вытекающим из симметрии микроскопических процессов по отношению к обращению времени) [23–25]. При наличии магнитного поля $\vec{H}$ справедливо равенство

$$\varepsilon_{ij}(\vec{H}) = \varepsilon_{ij}(-\vec{H}), \qquad (14\text{а})$$

т.е. тензор ε_{ij} может и не быть симметричным. В отсутствие магнитного поля симметрия, конечно, сохраняется:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}. \qquad (14\text{б})$$

Формулу для тока I_α на отдельный (α-й) электрод можно получить, если во вспомогательной задаче принять $\Phi_k^{(1)} = 0$ при $k \neq \alpha$ и $\Phi_\alpha^{(1)} = \Phi_0 = 1$ В [9, 10]. При этом выражение (13) приобретает следующий вид:

$$\Phi_0 I_\alpha = \sum_{k=1}^{N} \frac{\partial}{\partial t} (Q_k^{(1\alpha)} \Phi_k) + \iiint \left\{ E_i^{(1\alpha)} j_i + E_i^{(1\alpha)} \frac{\partial}{\partial t} [(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji}) E_j] - \frac{\partial E_i^{(1\alpha)}}{\partial t} \varepsilon_{ji} E_j \right\} dV, \qquad (15)$$

где $E_i^{(1\alpha)}$ и $Q_k^{(1\alpha)}$ – соответственно поле во вспомогательной задаче и заряд на k-м электроде (в ней же) в рассматриваемом случае. После деления на Φ_0 получаем окончательную формулу для тока:

$$I_\alpha = \sum_{k=1}^{N} \frac{\partial}{\partial t} (C_k^\alpha \Phi_k) + \iiint \left\{ E_i^{(\alpha)} j_i + E_i^{(\alpha)} \frac{\partial}{\partial t} [(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji}) E_j] - \frac{\partial E_i^{(\alpha)}}{\partial t} \varepsilon_{ji} E_j dV \right\}, \qquad (16)$$

где

$$E_i^{(\alpha)} = E_i^{(1\alpha)} \big/ \Phi_0, \qquad (17)$$

$$C_k^\alpha = Q_k^{(1\alpha)} \big/ \Phi_0 \qquad (18)$$

– соответственно нормированное вспомогательное поле и емкостные коэффициенты (в статическом случае это коэффициенты емкости (C_α^α) и коэффициенты электростатической индукции (C_k^α, $k \neq \alpha$) [25]).

Пространственные распределения парциальных полей $E_i^{(\alpha)}$ зависят только от геометрии эксперимента и параметров образца (но не от зарядов и токов в нем) и определяют его относительную чувствительность по отношению к токам (и процессам) в различных частях образца (и пространства эксперимента в целом). Это обстоятельство может быть использовано для подавления паразитных эффектов и усиления полезных сигналов. Между парциальными полями и исходным полем $E_i^{(1)}$ существует очевидная связь:

$$E_i^{(1)} = \sum_{k=1}^{N} \Phi_k^{(1)} E_i^{(1k)} \big/ \Phi_0 = \sum_{k=1}^{N} \Phi_k^{(1)} E_i^{(k)}. \qquad (19)$$

В типичной экспериментальной ситуации измеряемые токи связаны только с двумя вкладами:

$$I_\alpha = I_\alpha^{(\text{к})} + I_\alpha^{(\text{e})}, \qquad (20)$$

где токи

$$I_\alpha^{(\text{к})} = \iiint (\vec{E}^{(1)} \cdot \vec{j}_{\text{п}}) dV \qquad (21)$$

индуцированы (теорема Рамо) конвективными токами в образце (а паразитные токи пренебрежимо малы).

Второе слагаемое в (20), равное

$$I_\alpha^{(\text{e})} = \sum_{k=1}^{N} \frac{\partial}{\partial t} (C_k^\alpha \Phi_k), \qquad (22)$$

описывает емкостные токи. Они связаны с изменениями потенциалов электродов (традиционный вклад) и с изменениями емкостных коэффициентов, которые зависят в том числе и от диэлектрической проницаемости (явная зависимость токов от изменений тензора диэлектрической проницаемости представлена в [22]). Если емкостные коэффициенты зависят только от потенциалов электродов, то можно ввести понятия дифференциальных емкостей $C^{\alpha}_{k,\text{д}}$, определяемых следующим равенством:

$$I^{(e)}_{\alpha} = \sum_{k=1}^{N} C^{\alpha}_{k,\text{д}}(\partial\Phi_k/\partial t), \qquad (23)$$

где

$$C^{\alpha}_{k,\text{д}} = C^{\alpha}_{k} + \sum_{j=1}^{N} \Phi_j \frac{\partial C^{\alpha}_{j}}{\partial \Phi_k}. \qquad (24)$$

Остаются второе и третье слагаемые под интегралом в (16): второе связано с несимметрией тензора диэлектрической проницаемости (вследствие наличия аксиального вектора в системе), и оно обычно отсутствует; третье обусловлено изменениями параметров образца, и оно будет проанализировано в другой работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выражения для измеряемых в электрофизических экспериментах токов во внешней цепи содержат несколько компонент, включая токи, наведенные в электродах движением зарядов в образце (теорема Рамо), и емкостные токи (см. формулы (13), (16) и сопутствующее обсуждение). Выделение емкостных токов позволяет определять конвективные токи в диэлектриках и полезно тем самым при диагностике зарядов (и вообще дефектов) в пленках диэлектриков в структурах компьютерной и космической электроники (см., например, [1–6] и цитированную там литературу). Электрофизическая диагностика играет особую роль в современной микроэлектронике. Хорошая кристаллическая структура и совершенные гетеропереходы — это далеко не все. Понятие "электронного качества" предполагает высокий уровень чистоты и чрезвычайно низкий уровень дефектности (отметим заряженные дефекты, особенно подвижные). Именно эти параметры являются определяющими в современных технологиях. Нынешние полупроводниковые структуры имеют тенденцию к дальнейшему усложнению и миниатюризации (см., например, обзор [26]). Они уже изменили нашу жизнь, а далее нас ожидает переход к молекулярной электронике.

Не удивительно, что параллельно растет и потребность в информационно емкой диагностике. Со времени открытия законов Кирхгофа [26] электрические цепи сильно изменились. Обсуждаемые соотношения (типа (13), (16)), по сути, расширяют эти законы на случай элементов с диэлектриками (вакуумом и т.п.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nicollian E.R., Brews J.R.* MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology. N.-Y.: J. Willey & Sons, 1982.
2. *Schroder D.K.* Semiconductor Material and Device Characterization. N.-Y.: J. Wiley & Sons, 2006.
3. *Fleetwood D.M., Pantelides S.T., Schrimpf R.D.* Defects in Microelectronic Materials and Devices. N.-Y.: Taylor & Francis Group, 2008.
4. *Дмитриев С.Г., Маркин Ю.В.* // ФТП. 2008. Т. 42. № 1. С. 45.
5. *Дмитриев С.Г.* // ФТП. 2009. Т. 43. № 6. С. 854.
6. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 11. С. 1229.
7. *Дмитриев С.Г.* // ФТП. 2011. Т. 45. № 2. С. 192.
8. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2013. Т. 58. № 9. С. 983.
9. *Shockley W.* // J. Appl. Phys. 1938. V. 9. № 10. P. 635.
10. *Ramo S.* // Proc. IRE. 1939. V. 27. № 9. P. 584.
11. *Beck A.H.W.* Thermionic Valves: Their Theory and Design. Cambridge: Cambridge University Press, 1953.
12. *Jen C.K.* // Proc. IRE. 1941. V. 29. P. 345.
13. *Gabor D.* // J. Inst. Electr. Engrs. 1944. V. 91. Pt. 3. № 15. P. 128.
14. *Гвоздовер С., Лопухин В.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1946. Т. 10. № 1. С. 29.
15. *Коваленко В.Ф.* Введение в электронику сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1955.
16. *Лопухин В.М.* Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М.: Гостехиздат, 1953.
17. *Власов В.Ф.* Электронные и ионные приборы. М.: Гос. изд-во лит. по вопросам связи и радио, 1960.
18. *Cavalleri G., Fabri G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 21. P. 177.
19. *Cavalleri G., Gatti E.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92. P. 137.
20. *He Z.* // Nucl. Instr. Meth. 2001. V. A463. № 1–2. P. 250.
21. *Tavernier S.* Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. London: Springer, 2010.
22. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1115.
23. *Onsager L.* // Phys. Rev. 1931. V. 37. P. 405.
24. *Onsager L.* // Phys. Rev. 1931. V. 38. P. 2265.
25. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
26. *Zaima S.* // Jap. J. Appl. Phys. 2013. V. 52. № 3. P. 030001.
27. *Kirchhoff G.* // Ann. Phys. 1845. B. 64. S. 497.