РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2022, том 67, № 4, с. 411–416

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.382+621.391.822

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ОБРАЗЦЕ НА ТОКИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ВО ВНЕШНЕЙ ЦЕПИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦА

С. Г. Дмитриев*

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

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

Поступила в редакцию 09.10.2021 г.
После доработки 09.10.2021 г.
Принята к публикации 27.10.2021 г.

В развитие идей теоремы Шокли–Рамо проанализирована природа токов во внешней цепи, связанных с поляризацией в образце. В частности, выведена формула, описывающая влияние поляризации на токи аномальной природы, которые не сводятся к токам, индуцированным конвективными токами в образце, или токам емкостной природы.

DOI: 10.31857/S0033849422040039

ВВЕДЕНИЕ

Теорема Шокли–Рамо (ТШР) [1, 2] описывает токи, возникающие во внешней цепи при движении между металлическими электродами в вакууме одиночного точечного заряда q (токи, втекающие из внешней цепи в металлические электроды). Теорема предназначалась для изучения дробового эффекта в электровакуумных сверхвысокочастотных (СВЧ) приборах. При ее выводе были использованы теоремы математического анализа для *потенциальных* полей (теорема Грина, в частности), когда электрическое поле равно $\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi$ (φ – потенциал), а изменения полей со временем t предполагались *квазистационарными* (достаточно медленными). Влияние подводящих ток проводов не рассматривалось.

В реальных условиях, однако, в СВЧ-приборах присутствуют и другие заряды – как неподвижные, так и двигающиеся. Требуемые на этот случай обобщения не заставили себя долго ждать (см., например, [3–6]).

Далее, в работах [7–13] ТШР была распространена на диэлектрики, включая и случай неоднородного анизотропного диэлектрика [10–12] с *поляризацией* [10–13], когда

$$D_i = P_i + \varepsilon_{ij} E_j, \tag{1}$$

где $\varepsilon_{ij}(t,\vec{r})$ – тензор диэлектрической проницаемости (по одинаковым тензорным индексам (обычно латинским) здесь и далее предполагается суммирование), $P_i(t,\vec{r})$ – плотность дипольного моменте, $D_i(t,\vec{r})$ – электрическая индукция.

В этих случаях ТШР полезна при изучении датчиков жесткого излучения [7–9, 14], интегральных схем и приборов со структурами металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) [10–13] и других современных приборов.

1. ТЕОРЕМА ШОКЛИ–РАМО

При выводе ТШР удобно использовать функционал

$$J_1 = -\iiint \operatorname{div}(\varphi^{(1)} \vec{j}_{\text{п}})\, dV, \tag{2}$$

где интегрирование проводится по всему пространству без N металлических электродов, $\vec{j}_{\text{п}}(t,\vec{r})$ – плотность полного тока в исследуемом образце, равная

$$\vec{j}_{\text{п}} = \vec{j} + \partial\vec{D}/\partial t, \tag{3}$$

$\vec{j}(t,\vec{r})$ – плотность конвективного тока, а $\varphi^{(1)}(t,\vec{r})$ – потенциал из вспомогательной краевой задачи (отмеченной индексом (1)), рассматриваемой в том же пространстве и с теми же электродами, но без зарядов и поляризации. Отсюда, используя теорему Остроградского–Гаусса, равенство

$$\operatorname{div}\vec{j}_{\text{п}} = 0 \tag{4}$$

и уравнения Максвелла, можно, действуя аналогично [1, 2] и последующим работам, получить равенство

$$\sum_{k=1}^{N} \Phi_k^{(1)} I_k = \iiint (\vec{E}^{(1)} \vec{j}_{\text{п}}) dV, \tag{5}$$

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

Отметим, что вспомогательный потенциал, нужный здесь для получения выражения с токами в левой части (5), не обязательно должен быть тесно связан с основной задачей. Все, что требуется пока от этой функции, – быть постоянной на поверхностях электродов, хотя выбор той же среды (но без зарядов и поляризации), конечно, удобен. Кроме того, используемый подход и формула (5) справедливы и для *непотенциальных* полей в основной задаче (см., например, вывод в [11, 12]). Роль подводящих ток проводов обсуждалась в [12, 15].

Формулу для тока I_α на отдельный (α-й) электрод можно получить, как в [1, 2], выбрав в (5) следующие значение вспомогательных потенциалов на электродах:

$$\Phi_k^{(1)} = 0 \quad \text{при} \quad k \neq \alpha, \;\; \Phi_\alpha^{(1)} = \Phi_0 = 1 \text{ В}. \tag{6}$$

В результате получаем

$$\Phi_0 I_\alpha = \iiint (\vec{E}^{(1\alpha)} \vec{j}_\text{п})\, dV, \tag{7}$$

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

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

где $\vec{E}^{(\alpha)}$ – вспомогательное нормированное поле

$$\vec{E}^{(\alpha)} = \vec{E}^{(1\alpha)} \big/ \Phi_0. \tag{9}$$

В работах [1, 2] рассматривался только вклад I_0 в ток из (8), связанный с движением одиночного заряда q, двигающегося со скоростью $\vec{v}_0$ в точке $\vec{r}_0$ и создающего конвективный ток с плотностью

$$j_0 = q\vec{v}_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_0). \tag{10а}$$

При этом формула (для втекающего в α-й электрод тока) имеет вид

$$I_\alpha = \iiint (\vec{E}^{(\alpha)} \vec{j}_0)\, dV = q(\vec{E}^{(\alpha)} \vec{v}_0). \tag{10б}$$

Это и есть обобщение работ [1, 2], справедливое и для диэлектриков, и для непотенциальных полей.

В случае двух плоскопараллельных электродов результат особенно прост. Нормированное поле для выбранного электрода (будем обозначать его индексом 0) имеет вид

$$\vec{E}^{(0)} = \vec{n}_0 \big/ d, \tag{10в}$$

где d – расстояние между электродами, а $\vec{n}_0$ – внешний единичный вектор нормальный к поверхности выбранного электрода. Тогда (10б) приобретает следующий вид:

$$I_0 = q(\vec{v}_0 \vec{n}_0) \big/ d. \tag{10г}$$

Как видно из (10г), при приближении заряда к электроду $(\vec{v}_0 \vec{n}_0) < 0$ и $qI_0 < 0$, т.е. ток привносит в электрод заряд другого знака, экранирующий поле заряда q. При удалении же от электрода знаки заряда и тока совпадают.

В реальной ситуации вклад в ток во внешней цепи дают одновременно все двигающиеся в рассматриваемом пространстве (в образце или в вакууме) заряды. Поэтому естественным расширением ТШР будет формула

$$I_\alpha = I_{\alpha 1} + \iiint \left(\vec{E}^{(\alpha)} \frac{\partial \vec{D}_0}{\partial t} \right) dV, \tag{11}$$

где

$$I_{\alpha 1} = \iiint \vec{E}^{(\alpha)} \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \right) dV, \tag{12}$$

$$D_{0i} = \varepsilon_{ij} E_j. \tag{13}$$

В (12), кроме вклада от конвективных токов, включено и слагаемое с поляризацией, так как оно, очевидно, имеет ту же природу (см. также текст ниже).

Однако в полный ток, который описывается формулой (11), дает вклад еще одно слагаемое. Возникает вопрос, какие токи оно описывает, какова их природа и как на практике отделить их от индуцированных токов из (12). Обычно предполагается, что (в квазистационарных режимах) кроме индуцированных токов есть еще только токи емкостной природы (эффекты же индукции приводят к электродвижущим силам (ЭДС) и влияют на токи лишь опосредованно). Такой подход практикуется, например, при изучении полупроводников и полупроводниковых приборов (см., например, [16–18]).

2. ТОКИ ЕМКОСТНОЙ ПРИРОДЫ

Для сравнения формул для токов емкостной природы со вторым слагаемым в (11) и выделения емкостных токов в явном виде удобно использовать другой функционал (см., работы [11, 12, 19]):

$$J_2 = -\iiint \operatorname{div}[\varphi^{(1)} \vec{j}_\text{п} - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{D}^{(1)} \varphi)] dV, \tag{14}$$

где все поля потенциальны, а вспомогательный потенциал рассматривается в том же пространстве (с теми же электродами), но без заряда и поляризации, т.е.

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad \operatorname{div} \vec{D}^{(1)} = 0, \tag{15}$$

где ρ – плотность заряда, а

$$\vec{D} = \vec{P} + \vec{D}_0, \quad D_i^{(1)} = \varepsilon_{ij} E_j^{(1)}. \tag{16}$$

Проведем преобразования интеграла (14) по аналогии с выводом формулы (5) из функционала (2), получим

$$\sum_{\beta=1}^{N}\Phi_\beta^{(1)}I_\beta = \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(Q_\beta^{(1)}\Phi_\beta) + \iiint\left\{\vec{E}^{(1)}\left(\vec{j} + \frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) - \right. \\ \left. - \left(\frac{\partial\vec{E}^{(1)}}{\partial t}\vec{D}_0\right) + \frac{\partial}{\partial t}(\vec{E}^{(1)}\vec{D}_0 - \vec{D}^{(1)}\vec{E})\right\}dV \tag{17а}$$

или

$$\sum_{\beta=1}^{N}\Phi_\beta^{(1)}I_\beta = \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(Q_\beta^{(1)}\Phi_\beta) + \iiint\left\{\vec{E}^{(1)}\left(\vec{j} + \frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) - \right. \\ \left. - \left(\frac{\partial\vec{E}^{(1)}}{\partial t}\vec{D}_0\right) + \frac{\partial}{\partial t}[E_i^{(1)}(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji})E_j]\right\}dV, \tag{17б}$$

где Φ_β – потенциал β-го электрода, а $Q_\beta^{(1)}$ – заряд β-го электрода во вспомогательной задаче. В случае (6) формула (17б) приобретает вид

$$\Phi_0 I_\alpha = \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(Q_\beta^{(1\alpha)}\Phi_\beta) + \iiint\left\{\vec{E}^{(1\alpha)}\left(\vec{j} + \frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) - \right. \\ \left. - \frac{\partial\vec{E}^{(1\alpha)}}{\partial t}\vec{D}_0 + \frac{\partial}{\partial t}[E_i^{(1\alpha)}(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji})E_j]\right\}dV, \tag{18}$$

где $Q_\beta^{(1\alpha)}$ – заряд β-го электрода во вспомогательной задаче в рассматриваемом случае, а I_α – ток из внешней цепи в α-й электрод, формула для которого легко выводится из (18):

$$I_\alpha = \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(C_\beta^\alpha\Phi_\beta) + \iiint\left\{\vec{E}^{(\alpha)}\left(\vec{j} + \frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) - \right. \\ \left. - \frac{\partial\vec{E}^{(\alpha)}}{\partial t}\vec{D}_0 + \frac{\partial}{\partial t}[E_i^{(\alpha)}(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji})E_j]\right\}dV. \tag{19}$$

Здесь

$$C_\beta^\alpha = Q_\beta^{(1\alpha)}\big/\Phi_0, \tag{20}$$

где C_β^α – емкостные коэффициенты. В электростатике это были бы коэффициенты емкости C_α^α и коэффициенты электростатической индукции C_β^α (при $\beta \neq \alpha$) (см., например, [20]).

Итак, полный ток содержит следующие компоненты различной природы:

$$I_\alpha = I_{\alpha 1} + I_{\alpha 2} + I_{\alpha 3} + I_{\alpha 4}, \tag{21}$$

где второе слагаемое

$$I_{\alpha 2} = \sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial}{\partial t}(C_\beta^\alpha\Phi_\beta) \tag{22}$$

описывает рассматриваемые токи емкостной природы, включая и токи, связанные с изменениями емкостных коэффициентов.

Отметим, что определение на эксперименте индуцированных токов в пленках диэлектриков МДП-структур путем "вычитания" емкостных токов из полных измеряемых токов при синхронных измерениях емкостных и полных токов (см. историю вопроса в монографии [18] и в работе [10]) было необходимо для развития высокочувствительной диагностики подвижного заряда (в особенности подвижных при комнатной температуре ионов) в пленках подзатворных окислов SiO_2 (см. [10, 18] и ссылки там) и стало важным, чуть ли не определяющим, этапом в создании современных интегральных схем [18] и компьютеров на их основе. Кроме того, в рамках аналогичных методик возможно определение токов через границы раздела диэлектрик–полупроводник в МДП-структурах и других полезных параметров [10, 13, 21].

3. АНОМАЛЬНЫЕ ТОКИ

Третье слагаемое в (21)

$$I_{\alpha 3} = -\iiint\left(\frac{\partial\vec{E}^{(\alpha)}}{\partial t}\vec{D}_0\right)dV \tag{23}$$

описывает еще один, независимый, тип токов. Если индуцированные токи (12) и токи емкостной природы (22) равны нулю, то ток из (23) может быть отличен от нуля (в этом смысле вклад (23) аномален). Для этого требуется, чтобы в образце не было двигающихся зарядов, поляризация не изменялась и не менялись также потенциалы электродов и емкостные коэффициенты. В [15] приведен простой иллюстрирующий пример с конденсатором, заряды в котором неподвижны, поляризация отсутствует, потенциалы постоянны, а неоднородные изменения диэлектрической проницаемости происходят таким образом, что емкость конденсатора не меняется. Дополнительные токи в этом примере связаны с перераспределением экранирующих зарядов между электродами при неоднородных изменениях диэлектрической проницаемости. В работе [19] этот эффект рассмотрен в более общем случае. В данной работе вклад (23) анализируется без ограничений. Исследуется, в частности, влияние поляризации на токи, возникающие при изменениях параметров образца.

Рассмотрим с этой целью функционал

$$J_3 = \iiint \mathrm{div}\left(\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial t}\vec{D}_0\right)dV \tag{24}$$

и преобразуем его с помощью теоремы Остроградского–Гаусса в поверхностный интеграл

$$J_3 = -\sum_{\beta=1}^{N}\frac{\partial\Phi_\beta^{(1)}}{\partial t}\oint\!\!\!\oint_{S_\beta}(\vec{D}_0\vec{n})dS, \tag{25}$$

где интегрирование проводится по поверхностям S_β металлических электродов системы, $\vec{n}$ – внешние нормали к ним (интеграл по бесконечности равен нулю вследствие электронейтральности системы). Как видно из (25), $J_3 = 0$, если вспомогательные потенциалы на электродах постоянны во времени. Чтобы использовать это обстоятельство, раскроем подынтегральное выражение в (24):

$$\operatorname{div}\left(\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial t}\vec{D}_0\right) = -\frac{\partial\vec{E}^{(1)}}{\partial t}\vec{D}_0 + \frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial t}\operatorname{div}\vec{D}_0, \quad (26)$$

и заметим, что

$$\operatorname{div}\vec{D}_0 = \operatorname{div}\vec{D} - \operatorname{div}\vec{P}, \quad \operatorname{div}\vec{D} = \rho, \quad (27)$$

откуда

$$\operatorname{div}\vec{D}_0 = \rho - \operatorname{div}\vec{P} = \rho_\text{п}. \quad (28)$$

Поскольку $-\operatorname{div}\vec{P}$ – связанный заряд, то заряд $\rho_\text{п}$, введенный в (28), это полный (свободный плюс связанный) заряд. В этих обозначениях (26) принимает следующий вид:

$$\operatorname{div}\left(\frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial t}\vec{D}_0\right) = -\frac{\partial\vec{E}^{(1)}}{\partial t}\vec{D}_0 + \frac{\partial\varphi^{(1)}}{\partial t}\rho_\text{п}. \quad (29)$$

Отметим, что для интересующего нас случая (6), когда вспомогательные потенциалы на электродах постоянны и поэтому $J_3 = 0$, равны нулю интеграл в правой части (24) и равный ему интеграл от левой части в (29). Поэтому равен нулю и интеграл от правой части в (29), т.е.

$$\iiint \frac{\partial\vec{E}^{(1\alpha)}}{\partial t}\vec{D}_0 dV = \iiint \frac{\partial\varphi^{(1\alpha)}}{\partial t}\rho_\text{п} dV \quad (30)$$

или, после деления на $-\Phi_0$,

$$-\iiint \frac{\partial\vec{E}^{(\alpha)}}{\partial t}\vec{D}_0 dV = -\iiint \frac{\partial\varphi^{(\alpha)}}{\partial t}\rho_\text{п} dV, \quad (31)$$

где

$$\varphi^{(\alpha)} = \varphi^{(1\alpha)}/\Phi_0 \quad (32)$$

– это нормированный потенциал. Заметим наконец, что левая часть в (31) совпадает с правой частью в (23), так что формулу (23) для третьего вклада в ток из (21) теперь можно записать в окончательном виде:

$$I_{\alpha3} = -\iiint \frac{\partial\varphi^{(\alpha)}}{\partial t}\rho_\text{п} dV. \quad (33)$$

Эта формула служит обобщением соответствующего выражения из [19].

Отметим, что закон сохранения связанного заряда имеет вид

$$\frac{\partial(-\operatorname{div}\vec{P})}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) = 0, \quad (34)$$

т.е., как видно из (34), $\partial\vec{P}/\partial t$ играет роль тока для связанного заряда. Отсюда следует и закон сохранения полного, свободного плюс связанного, заряда:

$$\frac{\partial(\rho - \operatorname{div}\vec{P})}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\vec{j} + \frac{\partial\vec{P}}{\partial t}\right) = 0, \quad (35)$$

где величина

$$\vec{j} + \frac{\partial\vec{P}}{\partial t} = \vec{J}_\text{п} \quad (36)$$

играет, очевидно, роль связанной с полным зарядом плотности тока. В этих обозначениях равенство (35) приобретает более компактный вид:

$$\frac{\partial\rho_\text{п}}{\partial t} + \operatorname{div}\vec{J}_\text{п} = 0. \quad (37)$$

Теперь формулу (12) для традиционного вклада из ТШР можно записать в следующем виде:

$$I_{\alpha1} = \iiint (\vec{E}^{(\alpha)}\vec{J}_\text{п}) dV. \quad (38)$$

Таким образом, свободный и связанный заряды входят в формулы (33) и (38) одинаковым образом – в составе $\rho_\text{п}$ и $\vec{J}_\text{п}$. Иначе говоря, поляризация (связанные заряды) влияет на токи во внешней цепи (индуцированные и аномальные) так же, как и свободные заряды.

При этом аномальные токи из (33), хотя и связаны с наличием в образце локальных полных зарядов, но отличны от нуля только тогда, когда одновременно происходят изменения вспомогательного нормированного потенциала, а для этого, в свою очередь, требуется, чтобы диэлектрическая проницаемость образца менялась соответствующим образом. Приведенный в работе [15] пример показывает, что такая ситуация вполне возможна; причем ненулевые аномальные токи могут присутствовать даже тогда, когда остальные вклады в ток во внешней цепи равны нулю. Это показывает, что аномальный вклад в ток во внешней цепи независим от остальных вкладов.

Обсуждаемые вопросы интересны, например, в связи с диагностикой дипольных дефектов в тонких пленках диэлектриков МДП-структур и интегральных схем [13]. Но особого внимания заслуживают, конечно, вещества со спонтанной поляризацией, величина которой может принимать довольно высокие значения, $>4 \times 10^{-6}$ Кл/см^2 [22], такими что поля связанного заряда, неизбежно возникающего на границах сегнетоэлектриков из-за обрыва поляризации, могли бы быть достаточно велики, $\sim 5 \times 10^7$ В/см и больше. Однако на практике эти поля экранируются зарядами адсорбированных ионов, а в полупроводниках – зарядами электронов и дырок. В последнем случае возникает интересная ситуация, когда вблизи границ образуются узкие переходные заряженные слои с размерами, зависящими от соотношения между величинами поляризации и пьезоэлектрических напряжений. Поляризация в этих слоях непрерывно изменяется до своих граничных значений, которые могут значительно уступать объемным. При этом экранирование полей поляризации электронами (дырками) приводит в итоге к уменьшению общих полей в поверхностном слое (см., например, модельное рассмотрение сегнетоэлектрика–полупроводника в [23]). Тем не менее общий связанный заряд в слое и экранирующий его свободный заряд электронов или дырок остаются по-прежнему большими. Конечно, свободный заряд локализован, хотя бы частично, на дефектных уровнях и поверхностных состояниях, т.е. не обязательно подвижен. Но и подвижная его часть может быть достаточно велика, чтобы использовать ее в приборных применениях, включая транзисторы (см., например, обзор [24] по приборам на основе GaN и теоретические данные по спонтанной и пьезоэлектрической поляризациям и зарядам в нитридах на их границах [25]). Отметим наконец, что при внешних воздействиях на структуры с поляризацией (поля, подсветка, температура и т.п.) будет изменяться величина и пространственное распределение не только свободных, но и связанных зарядов.

Далее, четвертый вклад в ток (четвертые слагаемые в формулах (19) и (21))

$$I_{\alpha 4} = \iiint \frac{\partial}{\partial t}[E_i^{(\alpha)}(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji})E_j]dV \qquad (39)$$

связан с асимметричной частью тензора диэлектрической проницаемости. Обычно он равен нулю, так как тензор ε_{ij} симметричен в силу *обобщенного* принципа симметрии кинетических коэффициентов [20], однако в некоторых случаях (при наличии магнитного поля, например) симметрия может нарушаться. Природа этого вклада будет рассмотрена в другой работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, ток из внешней цепи на отдельный металлический электрод, возникающий при изменении связанных с образцом факторов, можно, в развитие ТШР, представить в виде четырех компонент различной природы (см. формулы (21) и (22), (33), (38) и (39)). При этом свободные заряды и поляризация влияют на токи во внешней цепи одинаковым образом: в составе полного (свободного плюс связанного) заряда (см. (28)) в формуле (33) для аномальных токов и в составе связанного с полным зарядом тока (см. (36)) в формуле (38) для индуцированных токов.

Аномальные токи индуцируются, как мы видели (см. (33)), локальными полными зарядами, но отличны они от нуля только тогда, когда внутри образца одновременно с зарядами и в том же месте изменяется вспомогательный нормированный потенциал. Может возникнуть сомнение: а возможно ли это, ведь во вспомогательной задаче токи и заряды отсутствуют, а потенциалы электродов постоянны. И все же внутри образца при изменениях его диэлектрической проницаемости (и постоянных потенциалах электродов) изменения внутренних потенциалов могут происходить. В работе [15] приведен пример с конденсатором, в котором происходят неоднородные изменения диэлектрической проницаемости, такие что все компоненты тока, кроме аномальной, равны нулю. Этот пример показывает, что аномальные токи теоретически возможны и независимы от других компонент полного тока. Вообще в природе изменения диэлектрической проницаемости наблюдаются не так уж и редко: например, в различных процессах, связанных фазовыми переходами или химическими реакциями, при релаксации структуры стекол и в других случаях. Однако встреча с подобными ситуациями в приборных применениях маловероятна (разве что при наличии в приборе макроскопических дефектов соответствующей природы), да и вряд ли желательна.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shockley W.* // J. Appl. Phys. 1938. V. 9. № 10. P. 635.
2. *Ramo S.* // Proc. IRE. 1939. V. 27. № 9. P. 584.
3. *Jen C.K.* // Proc. IRE. 1941. V. 29. № 6. P. 345.
4. *Gabor D.* // J. Inst. Electr. Engrs. 1944. V. 91. Pt 3. № 15. P. 128.
5. *Гвоздовер С., Лопухин В.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1946. Т. 10. № 1. С. 29.
6. *Beck A.H.W.* Thermionic Valves: Their Theory and Design. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1953.
7. *Cavalleri G., Fabri G., Gatti E., Svelto V.* // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 21. P. 177.
8. *Cavalleri G., Gatti E.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 92. P. 137.
9. *He Z.* // Nucl. Instr. Meth. 2001. V. A463. № 1–2. P. 250.
10. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 11. С. 1229.
11. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1115.
12. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 926.
13. *Дмитриев С.Г.* // ФТП. 2009. Т. 43. № 6. С. 854.
14. *Tavernier S.* Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics. L.: Springer, 2010.
15. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 7. С. 725.

16. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
17. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
18. *Nicollian E.R., Brews J.R.* MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Physics and Technology. N.Y.: J. Wiley & Sons, 1982.
19. *Дмитриев С.Г.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 2. С. 181.
20. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005.
21. *Дмитриев С.Г.* // ФТП. 2011. Т. 45. № 2. С. 192.
22. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
23. *Дмитриев С.Г.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 1. С. 412.
24. *Wang J., Mulligan P., Brillson L., Cao L.R.* // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. № 3. P. 031102.
25. *Супрядкина И.А., Абгарян К.К., Бажанов Д.И., Мутигуллин И.В.* // ФТП. 2013. Т. 47. № 12. С. 1647.