

УДК 538.9

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИМПЕДАНСА СТРУКТУР МЕТАЛЛ–ТРЕХСЛОЙНЫЙ ИЗОЛИРУЮЩИЙ ПРОМЕЖУТОК–КРЕМНИЙ К ХАРАКТЕРИСТИКАМ РЕАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

© 2024 г. Д. А. Белорусов, Е. И. Гольдман, Г. В. Чучева*

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

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

Поступила в редакцию 30.01.2024 г.

После доработки 30.01.2024 г.

Принято к публикации 25.02.2024 г.

На базе феноменологической модели высокочастотного импеданса проанализированы форма полевых характеристик и значения емкостей и проводимостей, измеренных в опытах на структуре металл–диэлектрик–полупроводник с трехслойным изолирующим слоем из двух разных сегнетоэлектриков и окисла кремния. Показано, что типичная для структур с изолятором из сегнетоэлектриков или диэлектриков форма графиков характеристик импеданса с двумя плато в области отрицательных и положительных полевых напряжений не свидетельствует о диэлектрическом качестве изолирующего промежутка. Отмечено, что наличие двух плато на экспериментальных графиках высокочастотных вольт–фарадной характеристики и полевой зависимости проводимости данных структур не является доказательством реализации режимов глубокого обеднения и сильного обогащения в полупроводнике. Указано, что аномально большие, по сравнению с вычисленной на основе геометрической емкости изолирующего слоя, значения измеряемых составляющих импеданса могут быть связаны с высокой, близкой к металлической, проводимостью пленки окисла.

Ключевые слова: трехслойный изолирующий промежуток, высокочастотные характеристики импеданса структуры металл–диэлектрик–полупроводник, диэлектрическое качество изолирующего промежутка

DOI: 10.31857/S0033849424070084, EDN: NYVAVJ

ВВЕДЕНИЕ

Исследования сегнетоэлектриков и диэлектриков как альтернативы изолирующих слоев SiO_2 ведутся уже несколько десятков лет [1–4]. Достигнуты успехи при создании ряда устройств на основе сегнетоэлектриков и получены элементы электроники, превосходящие по свойствам планарные кремниевые структуры [1]. Однако считать исследование близкими к завершению никак нельзя. До сих пор не удалось сформировать ячейки энергонезависимой памяти FeRAM, принцип считывания информации о состоянии которых основан на измерении проводимости каналов неосновных носителей заряда на поверхности полупроводника под затвором. Оказалось, что переходу поверхности полупроводника в состояние инверсии препятствует перезарядка электронных ловушек, сосредоточенных в переходном (буферном) слое на контакте с кремнием [5–7]. Другое, еще мало отработанное направление исследований, связано с изучением структур с несколькими изолирующими слоями

из материалов с разными свойствами. Так, пленка SiO_2 , выращенная на поверхности кремния в современных технологических условиях при термическом окислении [8], приводит к значительному снижению токов утечки и обуславливает меньшее, чем у контактов с собственным окислом, число оборванных связей Si. Использование изолятора с высокими нелинейно–оптическими свойствами сулит расширение возможных применений, а присутствие сегнетоэлектрика с рекордными значениями эффективной диэлектрической проницаемости позволяет рассчитывать на относительно небольшие величины управляющих напряжений.

Цель данной работы изучить электрофизические свойства структур типа металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) на базе образцов $\text{Ni–Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3\text{–LiNbO}_3\text{–SiO}_2\text{–Si}$. Такая компоновка трех изолирующих слоев позволяет рассчитывать на сочетание всех заявленных выше преимуществ: сегнетоэлектрическая керамика $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ (BST) обладает высокими, близкими к 800, значениями

эффективной диэлектрической проницаемости; ниобат лития является известным материалом для реализации и наблюдения нелинейных оптических эффектов. Экспериментальные результаты, использованные в наших работах [5–7], были получены на объектах, выращенных на пластинах из *n*-кремния. Поэтому для изучения влияния типа проводимости подложки на характеристики МДП-структур в данной работе опыты проводились на образцах, выращенных на пластинах *p*-Si.

1. МОДЕЛЬ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИМПЕДАНСА И РЕАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР Ni-Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO₃-LiNbO₃-SiO₂-Si

Образцы для измерений (рис. 1) выращивали на подложках кремния КДБ 001 Ом·см, толщиной 460 мкм.

Термическое окисление пластин Si проводилось до достижения поверхностного слоя окисла

кремния толщины 200 нм. Перед осаждением ниобата лития подложку очищали в ультразвуковой ванне, затем уже в камере перед напылением в течение 5 мин проводили ионную очистку. Синтез слоя ниобата лития толщиной 200 нм проводили путем высокочастотного магнетронного распыления монокристаллической мишени конгруэнтного состава LiNbO₃ в среде аргона и кислорода без подогрева подложки в процессе роста. После синтеза образец отжигали в атмосферных условиях при температуре 700 °С в течение 1 ч. Далее структуру переносили на другую установку, где после предварительной очистки поверхности поверх пленки LiNbO₃ методом высокочастотного распыления поликристаллической мишени в атмосфере кислорода формировался слой Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO₃ толщиной 200 нм. Затем на поверхность BST наносили никелевые электроды с площадью 2.7×10⁻⁴ см² и толщиной 70 нм. Более детально конструкции установок и методика осаждения пленок описаны в [9, 10]. Измерения импеданса объектов с трехслойным изолятором проводили при комнатной температуре на частоте 1 МГц с низкой скоростью развертки полевого напряжения *V_g* 8 мВ/с с применением прецизионного измерителя LCR Agilent E4980A. Подробности экспериментальной установки описаны в [11]. На рис. 2а и 2б представлены ВФХ и полевая зависимость проводимости структуры Ni-Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO₃-LiNbO₃-SiO₂-Si.

Расчет концентрации акцепторов *N_A* в полупроводнике через величину удельного сопротивления подложки приводит к значению *N_A* ≈ 1.25 × 10¹⁸ см⁻³. Емкость полупроводника в состоянии плоских зон *C* определяется выражением [12]

$$\tilde{C} = S \left(\epsilon_s q^2 N_A / 4T\pi \right)^{(1/2)},$$

где *q* — элементарный заряд, *T* — абсолютная температура в энергетических единицах, *S* — площадь полевого электрода, *ε_s* — диэлектрическая проницаемость кремния. При рассчитанном значении *N_A* и комнатной температуре величина *C* составляет 764 пФ. Даже если учесть, что из-за процессов диффузии при высокотемпературном окислении концентрация легирования, получающаяся по расчету из величины удельного сопротивления подложки, может в разы отличаться от истинной на поверхности Si [13], все равно величина *C* оказывается на порядок выше, чем максимальное значение измеряемой емкости *C* (рис. 2). Однако если изолирующий промежуток проявляет диэлектрические свойства *σ_{из}*/ω*C_{из}* << 1 (*σ_{из}*, *C_{из}* — проводимость и емкость изолятора, ω — циклическая частота тестирующего сигнала), то *C_{из}* должна быть меньше минимальной из емкостей каждого слоя. Для конкретных значений параметров нашей структуры емкости слоев удовлетворяют неравенствам *C_{SiO2}* << *C_{LiNbO3}* << *C_{BST}*, а для пленки

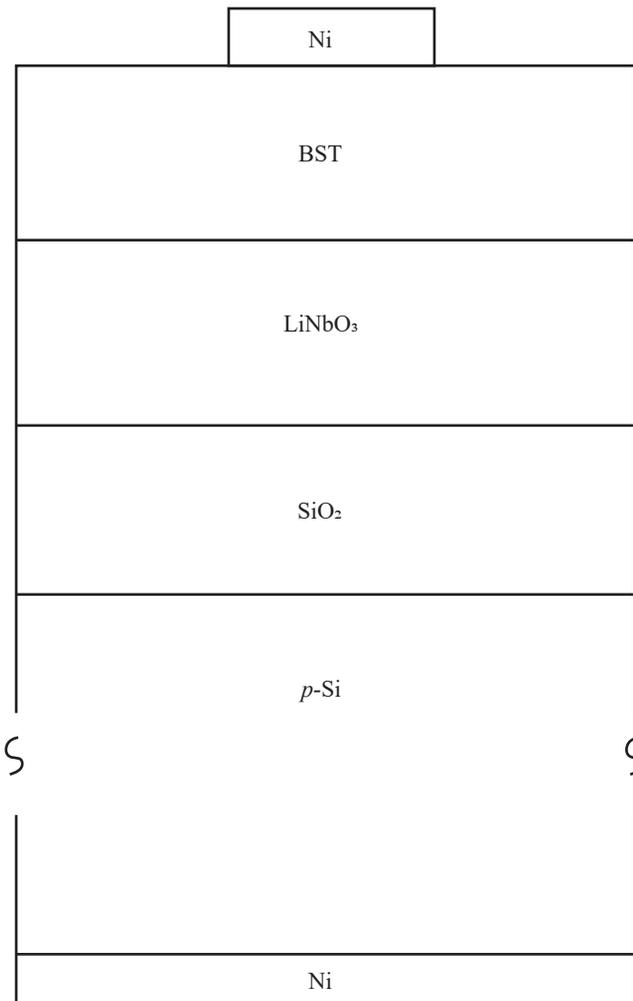


Рис. 1. Схема объектов исследования.

окисла кремния получается: $C_{\text{SiO}_2} \cong 4.7$ пФ. Здесь и далее C_{BST} и σ_{BST} , C_{LiNbO_3} и σ_{LiNbO_3} , C_{SiO_2} и σ_{SiO_2} — емкости и проводимости соответственно слоев BST, LiNbO₃ и SiO₂. Это означает, что только при обедняющих изгибах зон в кремнии, более 100 В (данная область полевых напряжений лежит за пределами пробоя структуры), емкости C_s (емкость полупроводника) и C_{SiO_2} сравниваются. Поэтому можно считать, что $C_{\text{из}} \ll C_s$ и подложка фактически играет роль металла. Главное противоречие с предположением о диэлектрических свойствах изолирующего промежутка связано с нарушением неравенств $C_{\text{из}} < C_{\text{SiO}_2} \ll C$ (рис. 2). Соотношение $C \gg C_{\text{из}}$ является аномальным для МДП-структур, для которых типично обратное неравенство $C < C_{\text{из}}$ [12].

Чтобы проанализировать возможные причины указанной аномалии, используем полученные

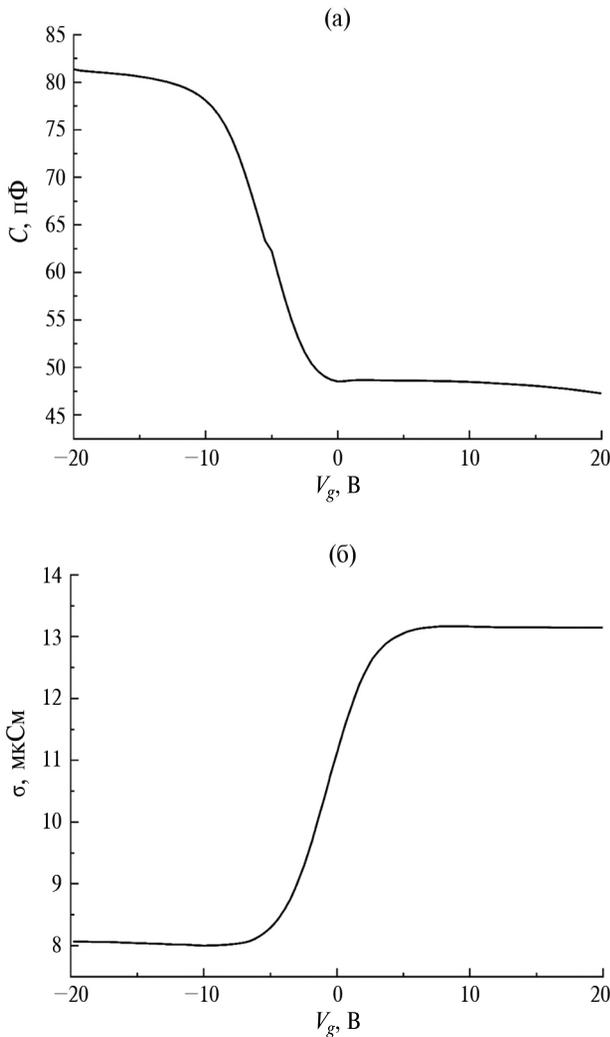


Рис. 2. Характеристики высокочастотного импеданса структуры Ni–Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO₃–LiNbO₃–SiO₂–Si: а — высокочастотная вольт-фарадная характеристика; б — зависимость высокочастотной проводимости от полевого напряжения. Направление измерений от –20 до 20 В.

в работе [5] общие феноменологические соотношения, которые являются мнимой и действительной частями высокочастотного импеданса и связывают емкости и проводимости элементов МДП-структуры:

$$\frac{\omega C}{(\omega^2 C^2 + \sigma^2)} = \frac{\omega C_{\text{из}}}{(\omega^2 C_{\text{из}}^2 + \sigma_{\text{из}}^2)} + \frac{1}{\omega C_s}, \quad (1)$$

$$\frac{\sigma}{\omega^2 C^2 + \sigma^2} = \frac{\sigma_{\text{из}}}{\omega^2 C_{\text{из}}^2 + \sigma_{\text{из}}^2} + R_b. \quad (2)$$

Здесь R_b — сопротивление положки Si. Для характеристик нашей структуры выполняются неравенства (рис. 2) $\omega C_s \gg \omega C > \sigma$ и $\sigma \gg R_b (\omega^2 C^2 + \sigma^2)$. В этих условиях из выражений (1) и (2) следует

$$C \cong C_{\text{из}}, \quad \sigma \cong \sigma_{\text{из}}. \quad (3)$$

Равенства (3) характерны для структур металл–диэлектрик–металл. Это обстоятельство согласуется с приведенным выше утверждением, что подложка фактически играет роль металла. Но в нашем случае по поводу диэлектрического качества изолирующего промежутка остаются вопросы, хотя и реальное отношение $\sigma_{\text{из}}/\omega C_{\text{из}} = (1.69 \dots 4.14) \times 10^{-2}$ достаточно мало (рис. 2). Дело в форме ВФХ: она такая же, как у МДП-структур, и в значениях емкости $C_{\text{из}}$: при увеличении V_g снижается от 80 до 50 пФ, что значительно больше рассчитанной величины $C_{\text{SiO}_2} \cong 4.7$ пФ.

Рассмотрим природу указанных несоответствий на основе модели высокочастотного импеданса нашей многослойной структуры. Для сегнетоэлектрической фазы веществ одномерная модель высокочастотного импеданса строго применима только в однодоменном состоянии, т.е. в случае сильных внешних электрических полей, выстраивающих поляризацию в каждой точке объема материала в одном и том же направлении. В этих условиях для импеданса изолятора, состоящего из трех слоев, имеем

$$(i\omega C_{\text{из}} + \sigma_{\text{из}})^{-1} = (i\omega C_{\text{BST}} + \sigma_{\text{BST}})^{-1} + (i\omega C_{\text{LiNbO}_3} + \sigma_{\text{LiNbO}_3})^{-1} + (i\omega C_{\text{SiO}_2} + \sigma_{\text{SiO}_2})^{-1}, \quad (4)$$

где i — мнимая единица. Разделяя в выражении (4) действительную и мнимую части, находим

$$\frac{C_{\text{из}}}{\sigma_{\text{из}}^2 + \omega^2 C_{\text{из}}^2} = \frac{C_{\text{BST}}}{\sigma_{\text{BST}}^2 + \omega^2 C_{\text{BST}}^2} + \frac{C_{\text{LiNbO}_3}}{\sigma_{\text{LiNbO}_3}^2 + \omega^2 C_{\text{LiNbO}_3}^2} + \frac{C_{\text{SiO}_2}}{\sigma_{\text{SiO}_2}^2 + \omega^2 C_{\text{SiO}_2}^2}, \quad (5)$$

$$\frac{\sigma_{\text{из}}}{\sigma_{\text{из}}^2 + \omega^2 C_{\text{из}}^2} = \frac{\sigma_{\text{BST}}}{\sigma_{\text{BST}}^2 + \omega^2 C_{\text{BST}}^2} + \frac{\sigma_{\text{LiNbO}_3}}{\sigma_{\text{LiNbO}_3}^2 + \omega^2 C_{\text{LiNbO}_3}^2} + \frac{\sigma_{\text{SiO}_2}}{\sigma_{\text{SiO}_2}^2 + \omega^2 C_{\text{SiO}_2}^2}. \quad (6)$$

Из соотношения (5), а также из реализующихся на опыте условий $\sigma_{\text{из}}/\omega C_{\text{из}} \ll 1$, $C_{\text{из}} \gg C_{\text{SiO}_2}$ следует, что

$$C_{из} < \frac{\sigma_{SiO_2}^2 + \omega^2 C_{SiO_2}^2}{\omega^2 C_{SiO_2}} =$$

$$= C_{SiO_2} + \frac{\sigma_{SiO_2}^2}{\omega^2 C_{SiO_2}} \Rightarrow \frac{\sigma_{SiO_2}}{\omega C_{SiO_2}} \gg 1.$$

Таким образом, неравенство, указывающее на диэлектрические свойства изолирующих пленок, должно быть нарушено, как минимум, на слое с самой маленькой геометрической емкостью, т.е. на слое окисла кремния. Если пренебречь проводимостью пленок BST и LiNbO₃ и учесть соотношение $\sigma_{SiO_2}/\omega C_{SiO_2} \gg 1$, то из выражения (6) и равенств (3) следует оценка величины σ_{SiO_2} :

$$\sigma_{SiO_2} \approx \omega^2 C^2 / \sigma. \quad (7)$$

Из рис. 2 находим $\sigma_{SiO_2} = (7.0...29.4)$ мСм, что на несколько порядков больше измеряемых величин.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Главный физический результат работы связан с обнаруженным фактом, что форма наблюдаемых кривых ВФХ и полевой зависимости проводимости не является доказательством диэлектрического качества изолирующего промежутка МДП-структуры. Оказывается, что в виде кривых зависимостей составляющих высокочастотного импеданса от напряжения не проявляется не только перезарядка электронных ловушек в буферном слое на границе раздела с кремнием [5–7], но и параметры диэлектрического качества изолирующих слоев. У нашей структуры с трехслойным изолятором форма указанных кривых (рис. 2) такая же, как у МДП-объектов со слоем сегнетоэлектрика или диэлектрика — содержит два плато в области отрицательных и положительных полевых напряжений. Однако, как выясняется из проведенного в разд. 1 анализа числовых значений измеряемых составляющих высокочастотного импеданса, пленка окисла кремния имеет аномально высокую для изолирующих слоев проводимость. Оценка ее величины дает значения в сотые Симменса, что близко к металлическим материалам. Этим обстоятельством и подтверждается заявленный в начале данного абзаца тезис о не проявлении в форме ВФХ и полевой зависимости проводимости следствий нарушений диэлектрических свойств изолирующего промежутка МДП-структуры.

Так же как и в случае экранирования проникновения внешнего поля в полупроводник за счет перезарядки электронных ловушек в буферном слое на контакте с кремнием [5–7], в нашей структуре наличие на ВФХ двух плато не свидетельствует о реализации режимов глубокого обеднения и сильного обогащения в полупроводнике. Проведенный в разд. 1 анализ показал, что в диапазоне

напряжений, при которых проведены измерения высокочастотного импеданса, состояние подложки изменяется вблизи плоских зон. Поэтому изгиб зон в полупроводнике мал и его поверхность не переходит в состояния ни инверсии, ни глубокого обогащения. Наблюдаемые (рис. 2) переходы кривых $C(V_g)$ и $\sigma(V_g)$ при $V_g \rightarrow \pm 20$ В в плато обусловлены реальной зависимостью проводимости слоя окисла кремния от полевого напряжения. Причем функция $\sigma_{SiO_2}(V_g)$ существенно не симметрична по отношению к полярности полевого напряжения — она в четыре раза уменьшается при переходе от отрицательных к положительным V_g . Высокая проводимость слоя SiO₂ проявляется в аномально большой величине измеряемой емкости МДП-структуры, которая оказывается заметно больше емкости изолирующего промежутка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Типичная для структур с изолятором из сегнетоэлектриков или диэлектриков форма графиков высокочастотных вольт-фарадной характеристики и полевой зависимости проводимости в виде кривых с двумя плато не является доказательством диэлектрических свойств изолирующего промежутка.

2. Наличие на экспериментальных графиках высокочастотных вольт-фарадной характеристики и полевой зависимости проводимости структур металл–диэлектрик–полупроводник двух плато не свидетельствует о реализации режимов глубокого обеднения и сильного обогащения в полупроводнике.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-49-10014, <https://rscf.ru/project/23-49-10014/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воротилов К.А., Мухомтов В.М., Сигов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства / Под ред. А.С. Сигова. М.: Энергоатомиздат, 2011.
2. Liu Y., Yang B., Lan Sh. et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. № 15. P. 150501. doi.org/10.1063/5.0090739
3. Park J. Y., Yang K., Lee D. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. № 24. P. 240904. doi.org/10.1063/5.0035542
4. Wang B., Huang W., Chi L. et al. // Chem. Rev. 2018. V. 118. № 11. P. 5690. doi.org/10.1021/acs.chemrev.8b00045
5. Belorusov D.A., Goldman E.I., Chucheva G.V. // Ceramics Int. 2021. V. 47. № 15. P. 21248. doi.org/10.1016/j.ceramint.2021.04.129

6. Белорусов Д.А., Гольдман Е.И., Чучева Г.В. // ФТТ. 2021. Т. 63. № 11. С. 1887. doi.org/10.21883/FTT.2021.11.51592.154
7. Belorусov D.A., Goldman E.I., Chucheva G.V. // Ceramics Int. 2024. V. 50. № 6. P. 9678. doi.org/10.1016/j.ceramint.2023.12.286
8. Черняев М.В., Горохов С.А., Патюков С.И., Резванов А.А. // Электрон. техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 2022. № 3. С. 31. doi.org/10.7868/S2410993222030058
9. Иванов М.С., Афанасьев М.С. // ФТТ. 2009. Т. 51. № 7. С. 1259.
10. Киселев Д.А., Афанасьев М.С., Левашов С.А., Чучева Г.В. // ФТТ. 2015. Т. 57. № 6. С. 1134.
11. Гольдман Е.И., Ждан А.Г., Чучева Г.В. // ПТЭ. 1997. № 6. С. 110.
12. Sze S.M., Kwok K.Ng. Physics of Semiconductor Devices. 3rd ed. N.Y.: John Wiley @ Sons, 2007.
13. Nicollian E.H., Brews I.R. MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology. N.Y.: John Wiley @ Sons, 1982.

APPLICATION OF HIGH-FREQUENCY IMPEDANCE MODEL OF METAL-THREE-LAYER INSULATING GAP-SILICON STRUCTURES TO CHARACTERISTICS OF REAL OBJECTS

D. A. Belorусov, E. I. Goldman, G. V. Chucheva*

Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Vvedensky Sq., 1, Fryazino, Moscow region, 141190 Russian Federation

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

Received January 30, 2024, revised January 30, 2024, accepted February 25, 2024

Based on the phenomenological model of high-frequency impedance, the shape of field characteristics and values of capacitances and conductivities measured in experiments on a metal-dielectric-semiconductor structure with a three-layer insulating layer of two different ferroelectrics and silicon oxide are analyzed. It is shown that the typical form of impedance characteristic graphs with two plateaus in the region of negative and positive field voltages for structures with an insulator made of ferroelectrics or dielectrics does not indicate the dielectric quality of an insulating gap. It is noted that the presence of two plateaus in experimental graphs of the high-frequency voltage-capacitance-characteristic and the field dependence of the conductivity of these structures is not evidence of the implementation of deep depletion and strong enrichment states in a semiconductor. It is indicated that abnormally large values of measured impedance components, compared with those calculated on the basis of the geometric capacitance of the insulating layer, may be associated with the high, close to metallic, conductivity of the oxide film.

Keywords: three-layer insulating gap, high-frequency impedance characteristics of the metal-dielectric-semiconductor structure, dielectric quality of the insulating gap